

Год основания журнала 1957 Год основания серии 1963	Периодичность журнала 15 номеров в год Периодичность серии 3 номера в год	№ 8 (353) Вып. 2	Июль 1982
--------------------------------------------------------------	------------------------------------------------------------------------------------	---------------------	--------------

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОБМЕН

- А. М. Шварцбург. Сопряженная задача нестационарного теплообмена при ударе ламинарной струи о твердое тело 3
- Ю. С. Даниэляни. Приближенное решение температурных задач нелинейной теплопроводности с тепловыделением в спектре температур 6

ПРИКЛАДНАЯ ГАЗО- И РЕОДИНАМИКА

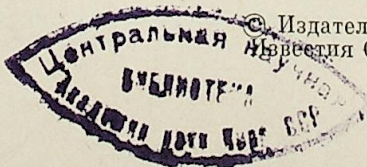
- А. Р. Дорохов. Термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости в условиях воздействия поверхностно-активных веществ 13
- В. И. Ермолов, А. К. Ребров. Получение вакуума с помощью блока высоконапорных струй 17
- Е. У. Репик, Ю. П. Соседко. К вопросу о толщине вязкого подслоя в турбулентном пограничном слое 21
- В. И. Меркулов. Об одном механизме возбуждения колебаний кругового цилиндра в поперечном потоке 30

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

- Б. А. Урюков. Одномерная теория вакуумной дуги в гидродинамическом приближении 34
- В. А. Достовалов, Б. А. Урюков. Исследование влияния искусственной турбулентности на свойства короткой электрической дуги 41
- А. М. Зимин, Н. П. Козлов, В. И. Хвесьюк, Б. Д. Цыдынов. Экспериментальное исследование динамики процессов на активированных катодах 49
- С. П. Решенов, Н. Ф. Антошкин. Генерация плазмы в полой катоде дугового разряда 54
- П. П. Малюшевский, В. И. Пастухов, В. А. Стрельцов. Плазменный ускоритель в конденсированной среде 63
- А. И. Иванченко, А. А. Шепеленко. О нормальной плотности тока тлеющего разряда в смеси газов CO₂-лазера и ее компонентах 71
- А. С. Васильковская, И. М. Уланов. Некоторые вопросы экспериментального исследования вихревых течений газа в цилиндрическом канале и тороидальной камере 76
- А. С. Васильковская, И. М. Уланов. К вопросу о получении и измерении сверхзвуковой скорости вращения газа 85

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ И ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

- Ю. Н. Кучеров, А. Г. Фишов, Л. Н. Ящук. Алгоритмизация расчета переходных параметров аварийных режимов автономных электрических систем 89
- В. М. Меерович. Расчет параметров сверхпроводящих экранов токоограничивающих устройств 95
- А. Х. Калюжний. Моделирование энергосистем конечной мощности при анализе нормальных и послеаварийных режимов 100
- К. П. Кадомская, С. А. Тимофеев. Квазистационарные перенапряжения в комбинированных линиях электропередачи 110
- В. И. Кирко, В. П. Чистяков, Г. А. Швецов. Упрочнение внутренних поверхностей стальных труб с помощью плазмы, генерированной взрывом 115
- Борис Алексеевич Урюков (к 50-летию со дня рождения) 119



ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Главный редактор журнала чл.-кор. АН СССР *М. Ф. Жуков*
Заместитель главного редактора чл.-кор. АН СССР *В. Г. Дулов*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Ответственный редактор серии чл.-кор. АН СССР *М. Ф. Жуков*

Чл.-кор. АН СССР *О. Ф. Васильев*, д-р техн. наук *Б. Н. Девятов*, чл.-кор. АН СССР *В. Г. Дулов*, чл.-кор. АН СССР *Н. А. Желгухин* (зам. ответственного редактора), чл.-кор. АН СССР *В. Е. Накоряков*, д-р техн. наук *И. А. Рубцов* (ответственный секретарь серии), д-р техн. наук *Б. А. Урюков*.

Адрес редакции: 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18, ком. 331.
Тел. 22-00-44.

Редакторы *Р. П. Ефимова, И. Н. Стригун*
Художественный редактор *Э. С. Филонычева*
Технические редакторы *Н. М. Бурлаченко, Л. П. Минеева*
Корректоры *В. С. Селянина, Л. А. Щербакова*

Сдано в набор 10.03.82. Подписано к печати 16.06.82. МН-05854. Формат 70×108¹/₁₆. Высокая печать. Усл. печ. л. 10,5. Усл. кр.-отт. 11. Уч.-изд. л. 14. Тираж 1518 экз. Заказ 96.

Издательство «Наука», Сибирское отделение, 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18.
4-я типография изд-ва «Наука», 630077, Новосибирск, 77, Станиславского, 25.

А. М. ШВАРЦБУРГ

СОПРЯЖЕННАЯ ЗАДАЧА НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА
ПРИ УДАРЕ ЛАМИНАРНОЙ СТРУИ О ТВЕРДОЕ ТЕЛО

В работе [1] проводится численное исследование течения и нестационарного теплообмена в физической модели, показанной на рис. 1. Из щелевидного сопла вертикально вниз истекает горячая плоская ламинарная струя с параболическим начальным профилем скорости. Струя ударяет о поверхность полуограниченного твердого тела. На уровне среза сопла параллельно поверхности твердого тела установлена неограниченная пластина со щелью для истекания струи. В [1] представлены результаты расчета числа Стентона и безразмерной температуры в критической точке и безразмерного коэффициента трения вдоль поверхности твердого тела. Отмечено, что при отсутствии излучения число Стентона в критической точке не зависит от времени и соотношения теплофизических свойств струи и твердого тела и равно значениям St в условиях стационарного теплообмена при патекании струи на изотермическую пластину.

В настоящей работе проводится расчет характеристик теплообмена в описанной выше физической модели в окрестности критической точки. Предполагается, что эффектами вязкой диссипации, изменением температуры при сжатии, подъемной силой и зависимостью физических свойств от температуры можно пренебречь. Рассматривается стационарный режим течения струи. Начало координат принимается в центре среза сопла. Уравнения энергии записываются отдельно для струи и твердого тела и имеют вид:

для струи

$$(a_1/a_2)\partial\theta/\partial Fo + Re_v\partial\theta/\partial\eta + Re_u\partial\theta/\partial\xi - \partial^2\theta/\partial\eta^2 - \partial^2\theta/\partial\xi^2 = 0; \quad (1)$$

для твердого тела

$$\partial\theta/\partial Fo - \partial^2\theta/\partial\eta^2 - \partial^2\theta/\partial\xi^2 = 0, \quad (2)$$

где θ — безразмерная температура; u, v — соответственно безразмерные горизонтальная и вертикальная составляющие скорости; $Fo = a_1\tau/l^2$ — число Фурье; $Re = Wl/a_2$ — число Пекле; a — коэффициент температуропроводности; τ — время; l — ширина сопла; W — средняя по сечению скорость струи на выходе из сопла; индексом 1 помечены величины, относящиеся к твердому телу, индексом 2 — к струе. Граничные условия к уравнениям (1), (2) следующие: на срезе сопла и на пластине

$$\theta = 1; \quad (3)$$

в плоскости симметрии

$$\partial\theta/\partial\xi = 0; \quad (4)$$

вдали от плоскости симметрии (граница I, см. рис. 1)

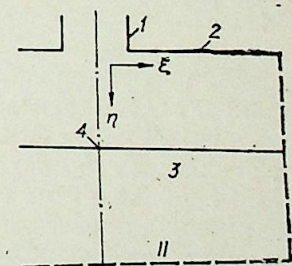


Рис. 1. Физическая модель.
1 — сопло, 2 — пластина, 3 — твердое тело, 4 — критическая точка.

$$\partial\theta/\partial\xi = 0; \quad (5)$$

на поверхности твердого тела $\theta_1 = \theta_2, \quad (6)$

$$k(\partial\theta/\partial\eta)_1 = (\partial\theta/\partial\eta)_2 \quad (7)$$

($k = \lambda_1/\lambda_2$, λ — коэффициент теплопроводности); в глубине твердого тела (граница II, см. рис. 1)

$$\partial\theta/\partial\eta = 0. \quad (8)$$

Начальное распределение температур принимается равномерным в струе и в твердом теле

$$\theta|_{Fo=0} = \theta_0. \quad (9)$$

Краевая задача (1)–(9) решалась численно с использованием неявной схемы расщепления. Строилась прямоугольная сетка, сгущающаяся вблизи поверхности твердого тела. Конечно-разностная аппроксимация параболических уравнений (1), (2) выполнена следующим образом:

$$A(\theta_{i,j}^{n+1/2} - \theta_{i,j}^n)/(\Delta Fo_n/2) + B_{i,j}(\theta_{i+1,j}^{n+1/2} - \theta_{i,j}^{n+1/2})/\Delta\xi_i - ((\theta_{i+1,j}^{n+1/2} - \theta_{i,j}^{n+1/2})/\Delta\xi_i - (\theta_{i,j}^{n+1/2} - \theta_{i-1,j}^{n+1/2})/\Delta\xi_{i-1})/h_i = 0, \quad (10)$$

$$A(\theta_{i,j}^{n+1} - \theta_{i,j}^{n+1/2})/(\Delta Fo_n/2) + C_{i,j}(\theta_{i,j+1}^{n+1} - \theta_{i,j}^{n+1})/\Delta\eta_j - ((\theta_{i,j+1}^{n+1} - \theta_{i,j}^{n+1})/\Delta\eta_j - (\theta_{i,j}^{n+1} - \theta_{i,j-1}^{n+1})/\Delta\eta_{j-1})/h'_j = 0, \quad (11)$$

где $h_i = 0,5(\Delta\xi_i + \Delta\xi_{i-1})$; $h'_j = 0,5(\Delta\eta_j - \Delta\eta_{j-1})$; $A = a_1/a_2$, $B_{i,j} = \text{Re}u_{i,j}$, $C_{i,j} = \text{Re}v_{i,j}$ — при аппроксимации уравнения (1); $A = 1$, $B_{i,j} = 0$, $C_{i,j} = 0$ — при аппроксимации уравнения (2); $\Delta\xi$, $\Delta\eta$ — шаг сетки по осям ξ , η соответственно; ΔFo — шаг по времени; i, j — номера узлов сетки вдоль осей ξ , η соответственно; n — номер временного слоя.

Граничное условие (7) аппроксимировалось соотношением

$$k(\theta_{i,w+1}^{n+1} - \theta_{i,w}^{n+1})/\Delta\eta_w = (\theta_{i,w}^{n+1} - \theta_{i,w-1}^{n+1})/\Delta\eta_{w-1}, \quad (12)$$

где w — номер узла сетки на поверхности твердого тела.

Полученные таким образом системы конечно-разностных уравнений решались методом прогонки.

Метод расчета поля скоростей описан в [1].

На рис. 2 представлены результаты расчета числа Стентона в окрестности критической точки, полученные при следующих значениях параметров: $H = 4$, $\text{Re} = 100$, $\text{Pr} = 0,71$, $k = 5$, $\theta_0 = 0,7$, $H_1 = 10$, $H_2 = 5$ (H, H_1, H_2 — соответственно безразмерные расстояния от среза сопла до твердого тела, от поверхности твердого тела до границы II, от плоскости симметрии до границы I). Наблюдается зависимость числа Стентона от числа Фурье и от величины отношения a_1/a_2 ; это качественно согласуется с работами [2, 3], где отмечено, что в условиях нестационарного конвективного теплообмена коэффициент теплоотдачи зависит от времени и от физических свойств твердого тела. Зависимость от числа Фурье проявляется лишь на начальной стадии нагрева, вид этой зависимости определяется значением a_1/a_2 . Длительность процесса, в течение которого коэффициент теплоотдачи зависит от времени, увеличивается по мере удаления от критической точки. При $Fo > 0,6$ число Стентона в рассмотренной области практически не зависит от Fo , однако зависимость от величины a_1/a_2 сохраняется.

Значения числа Стентона при $Fo > 0,6$ показаны на рис. 3. На этом же рисунке представлены результаты работы [4], полученные при расчете стационарного теплообмена в системе, состоящей из двух параллельно установленных изотермических пластин: холодной нижней и нагретой верхней, расположенной на уровне среза сопла и имеющей щель, через которую плоская ламинарная струя истекает перпендикулярно пластинкам. Небольшое (около 7%) расхождение результатов настоящего расчета и

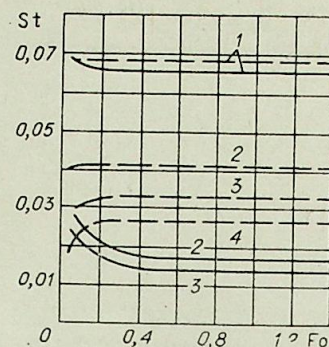


Рис. 2. Зависимость числа Стентона от числа Фурье при различных значениях ξ и a_1/a_2 .
— $a_1/a_2 = 0,02$; — $a_1/a_2 = 0,2$; 1 — $\xi = 0,47$;
2 — $\xi = 1,46$; 3 — $\xi = 2,45$; 4 — $\xi = 3,44$.

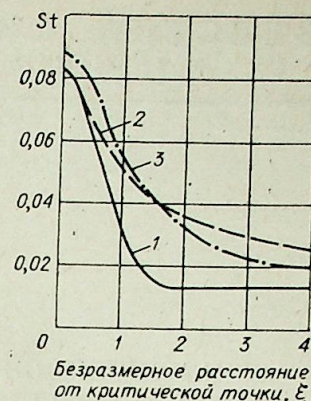


Рис. 3. Значения числа Стентона в окрестности критической точки.
1 — $a_1/a_2 = 0,02$; 2 — $a_1/a_2 = 0,2$; 3 — работа [4].

работы [4] в критической точке объясняется различием методов расчета. В окрестности критической точки расхождение полученных здесь и в [4] результатов усиливается с уменьшением отношения a_1/a_2 , что обусловлено влиянием физических свойств твердого тела на величину коэффициента теплоотдачи.

ВЫВОДЫ

1. В исследованном диапазоне изменения параметров число Стентона в окрестности критической точки зависит от числа Фурье лишь на начальной стадии нагрева.
2. На протяжении всего процесса нагрева число Стентона в окрестности критической точки зависит от соотношения теплофизических свойств струи и твердого тела и не равно значениям St в условиях стационарного теплообмена при натекании струи на изотермическую пластину, в рассмотренных вариантах это различие усиливается с уменьшением значения a_1/a_2 .

Сибирский филиал
научно-производственного объединения
Техэнергохимпром, Новосибирск

Поступила в редакцию
3/VIII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Шварцбург А. М. Взаимодействие ламинарной струи с твердым телом. — В кн.: Радиационный и комбинированный теплообмен. Новосибирск, 1981.
2. Лыков А. В., Алексащенко А. А., Алексащенко В. А. Сопряженные задачи конвективного теплообмена. Минск, 1971.
3. Кудрявцев Е. В., Чапалев К. Н., Шумаков Н. В. Нестационарный теплообмен. М., 1961.
4. Ван Хейнинген, Муджумдар, Дуглас. Численный расчет характеристик поля течения и теплообмена при ударе ламинарной плоской струи о пластину. — Журнал американского общества инженеров-механиков, сер. С «Теплопередача», 1976, № 4.

Ю. С. ДАНИЭЛЯН

ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАДАЧ
НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ С ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕМ
В СПЕКТРЕ ТЕМПЕРАТУР

Течение многих физических процессов сопровождается тепловыделением (или теплопоглощением), происходящими в спектре температур. Примером могут служить многочисленные процессы теплообмена с химической реакцией. Важный класс составляют задачи переноса с изменением агрегатного состояния вещества. Эти задачи представляют большой практический интерес, в частности, для прогнозирования динамики промерзания и оттаивания талых и мерзлых грунтов. До сравнительно недавнего времени описание процессов промерзания и оттаивания проводилось исключительно на основе задачи Стефана [1]. В работе [2] предложена математическая постановка задачи промерзания с фазовым переходом в спектре температур. Приведем здесь ее модельную формулировку:

$$(c(\theta) + f(\theta)) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}, \quad (1)$$

$$\theta(0, \tau) = \theta_c, \quad \theta(\infty, \tau) = \theta_0, \quad \theta(x, 0) = \theta_0. \quad (2)$$

Здесь $f(\theta)$ — унимодальная функция, отличная от нуля при $\theta \leq 0$. В задачах промерзания (оттаивания) грунтов $c(\theta)$ выражает зависимость объемной теплоемкости грунта от температуры. В простейших случаях она обычно принимается кусочно-постоянной, изменяющей свое значение при переходе через изотерму начала замерзания. Функция $f(\theta)$ в этих же задачах равна интенсивности выделения или поглощения тепла при фазовом переходе и определяется по формуле: $f(\theta) = \kappa \frac{dW(\theta)}{d\theta}$, где κ — скрытая теплота фазового перехода; $W(\theta)$ — содержание незамерзшей воды, зависящее от температуры.

Описанная задача, несмотря на известную упрощенность и неучет некоторых физических явлений, остается довольно сложной в математическом плане. В литературе отражено несколько подходов к анализу этого уравнения [3, 4]. Однако до настоящего времени нет приемлемого способа получения приближенного решения задачи (1)–(2) при произвольных функциях $c(\theta)$ и $f(\theta)$.

В работах [5, 6] описаны способы получения оценок сверху и снизу для различных задач теплопроводности на основе применения теорем сравнения [7]. Во многих случаях, особенно при описании процессов, проходящих при больших перепадах температур, первые оценки получаются грубыми, поэтому непосредственное применение их в расчетах в качестве приближенных решений не всегда оправдано. В [8] описан способ улучшения получаемых оценок нелинейной задачи Стефана, который существенно опирается на монотонность коэффициента нелинейности по искомой функции. В уравнении (1) функция $f(\theta)$ не является монотонной, и вместе с тем именно она определяет основной вклад в ве-

личину коэффициента при $\frac{\partial \theta}{\partial \tau}$, поэтому в данном случае воспользоваться результатами работы [8] не представляется возможным.

В настоящей статье предлагается способ получения оценок решения для уравнения с немонотонными коэффициентами и с их помощью строится приближенное решение задачи с гарантированной точностью.

ТЕОРИЯ МЕТОДА

Ниже исследуется задача теплопроводности с фазовым переходом в спектре температур и в соответствии с этим выбран вид излучаемого уравнения. Однако аналогичные рассуждения, видимо, можно применить и к другим задачам с немонотонными коэффициентами.

Рассматриваемая задача формулируется следующим образом:

$$(c(t) + f(t)) \frac{\partial t}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad (3)$$

$$t(0, \tau) = t_c, \quad t(\infty, \tau) = t_0, \quad t(x, 0) = t_0. \quad (4)$$

Функции $c(t)$ и $f(t)$ обладают такими свойствами:

$$\begin{aligned} c'(t) &\geq 0; \quad f'(t) \geq 0 \quad \text{при } t \leq t^*, \\ f'(t) &\leq 0 \quad \text{при } t \geq t^* \quad \lim_{t \rightarrow \pm \infty} f(t) = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В качестве первого приближения используются функции t_{11} и t_{21} , определяемые по уравнениям:

$$\frac{\partial t_{i1}}{\partial \tau} = \frac{1}{m_i} \cdot \frac{\partial^2 t_{i1}}{\partial x^2}, \quad (6)$$

где $m_1 = \frac{1}{\lambda} \max_{t_0 < t < t_c} (c(t) + f(t)) = c(t_c) + f(t^*),$

$$m_2 = \frac{1}{\lambda} \min_{t_0 < t < t_c} (c(t) + f(t)) = c(t_0).$$

Здесь первый индекс в обозначении функции t равен 2 для верхней оценки и 1 для нижней. Второй индекс означает номер приближения. Легко проверяется справедливость неравенств:

$$\frac{\partial t_{11}}{\partial \tau} - \frac{\lambda}{c(t_{11}) + f(t_{11})} \cdot \frac{\partial^2 t_{11}}{\partial x^2} \leq 0,$$

$$\frac{\partial t_{21}}{\partial \tau} - \frac{\lambda}{c(t_{21}) + f(t_{21})} \cdot \frac{\partial^2 t_{21}}{\partial x^2} \geq 0.$$

Отсюда и по теореме сравнения [7] следует:

$$t_{11}(x, \tau) \leq t(x, \tau) \leq t_{21}(x, \tau). \quad (7)$$

Уравнения (6) решаются с условиями (4) обычными методами. Таким образом получение первых оценок не вызывает затруднений. Однако в данном случае одних первых оценок недостаточно.

Для построения дальнейших оценок представим унимодальную функцию $f(t)$ в виде произведения двух монотонных функций:

$$f(t) = Kv(t)w(t), \quad v'(t) \geq 0, \quad w'(t) \leq 0. \quad (8)$$

По-видимому, такое представление всегда возможно и неединственно. Для определенности ниже приведен один из таких способов, в котором функции $v(t)$ и $w(t)$ находятся из следующих формул:

$$v(t) = 1/Kf(t), \quad w(t) = 1 \quad \text{при } t \leq t^*. \quad (9)$$

$$v(t) = 1, w(t) = 1/Kf(t) \text{ при } t \geq t^* \quad (10)$$

$$K = f(t^*).$$

Здесь t^* — значение аргумента, при котором функция $f(t)$ имеет экстремум. При таких функциях представление (8) проверяется непосредственной подстановкой.

Рассмотрим теперь уравнение для нахождения функций $t_{12}(x, \tau)$:

$$\frac{\partial t_{12}}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c(t_{21}) + Kv(t_{21})w(t_{21})} \cdot \frac{\partial^2 t_{12}}{\partial x^2}. \quad (11)$$

Краевые условия остаются прежними. Основываясь на неравенствах (7), а также на монотонности функций $c(t)$, $v(t)$ и $w(t)$, можно убедиться в справедливости следующего неравенства:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} - \frac{\lambda}{c(t_{21}) + Kv(t_{21})w(t_{21})} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\lambda}{c(t) + Kv(t)w(t)} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - \frac{\lambda}{c(t) + Kv(t)w(t)} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \left(\frac{\lambda}{c(t) + Kv(t)w(t)} - \frac{\lambda}{c(t_{21}) + Kv(t_{21})w(t_{21})} \right) \geq 0.$$

Действительно, знак правой части этого неравенства определяется выражением:

$$Q(t) = \frac{1}{c(t) + Kv(t)w(t)} - \frac{1}{c(t_{21}) + v(t_{21})w(t_{21})K}.$$

Поскольку имеют место неравенства (7), а $c(t)$, $v(t)$, $w(t)$ в соответствии с (5) и (8) — монотонные функции своих аргументов, то очевидна справедливость следующих соотношений:

$$c(t) \leq c(t_{21}), v(t) \leq v(t_{21}), w(t) \leq w(t_{21}), c(t) + Kv(t)w(t) \leq c(t_{21}) + Kv(t_{21})w(t_{21}).$$

Отсюда уже следует, что $Q(t) \geq 0$. По теореме сравнения $t_{12} \leq t$, т. е. решение уравнения (11) является нижней оценкой точного решения. Проверка качества этой оценки, проведенная по неравенству

$$\frac{\partial t_{11}}{\partial \tau} - \frac{\lambda}{c(t_{21}) + Kv(t_{21})w(t_{21})} \cdot \frac{\partial^2 t_{11}}{\partial x^2} + \frac{1}{m_1} \cdot \frac{\partial^2 t_{11}}{\partial x^2} - \frac{1}{m_1} \cdot \frac{\partial^2 t_{11}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 t_{11}}{\partial x^2} \left(\frac{1}{m_1} - \frac{\lambda}{c(t_{21}) + Kv(t_{21})w(t_{21})} \right) \leq 0,$$

дает по теореме сравнения $t_{11} \leq t_{12}$.

Это означает, что во втором приближении нижняя оценка t_{12} точнее, чем полученная в предыдущем приближении t_{11} .

Рассматривая теперь функцию t_{22} , являющуюся решением уравнения

$$\frac{\partial t_{22}}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c(t_{11}) + Kv(t_{11})w(t_{21})} \cdot \frac{\partial^2 t_{22}}{\partial x^2}, \quad (12)$$

и повторяя предыдущие рассуждения, можно получить неравенства

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} - \frac{\lambda}{c(t_{11}) + Kv(t_{11})w(t_{21})} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \geq 0,$$

$$\frac{\partial t_{21}}{\partial \tau} - \frac{\lambda}{c(t_{11}) + Kv(t_{11})w(t_{21})} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \leq 0,$$

и затем $t \leq t_{22} \leq t_{21}$. Следовательно, имея определенные оценки сверху и снизу точного решения (в нашем случае t_{21} и t_{11}), можно построить улучшенные оценки (t_{12} и t_{22}).

Опишем теперь процесс построения улучшенных оценок в общем случае. Пусть в i -м приближении получены функции, удовлетворяющие неравенствам

$$t_{1(i-1)} \leq t_{1i} \leq t \leq t_{2i} \leq t_{2(i-1)}. \quad (13)$$

Пусть, кроме того, функция $t_{1(i+1)}$ является решением уравнения

$$\frac{\partial t_{1(i+1)}}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c(t_{2i}) + Kv(t_{2i})w(t_{1i})} \cdot \frac{\partial^2 t_{1(i+1)}}{\partial x^2}. \quad (14)$$

Аналогично предыдущему можно написать следующие неравенства:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} - \frac{\lambda}{c(t_{2i}) + Kv(t_{2i})w(t_{1i})} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\lambda}{c(t) + Kv(t)w(t)} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - \frac{\lambda}{c(t) + Kv(t)w(t)} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \left(\frac{\lambda}{c(t) + Kv(t)w(t)} - \frac{\lambda}{c(t_{2i}) + Kv(t_{2i})w(t_{1i})} \right) \geq 0,$$

$$\frac{\partial t_{1i}}{\partial \tau} - \frac{\lambda}{c(t_{2i}) + Kv(t_{2i})w(t_{1i})} \cdot \frac{\partial^2 t_{1i}}{\partial x^2} + \frac{\lambda}{c(t_{2(i-1)}) + Kv(t_{2(i-1)})w(t_{1(i-1)})} \cdot \frac{\partial^2 t_{1i}}{\partial x^2} \times \frac{\partial^2 t_{1i}}{\partial x^2} - \frac{\lambda}{c(t_{2(i-1)}) + Kv(t_{2(i-1)})w(t_{1(i-1)})} \cdot \frac{\partial^2 t_{1i}}{\partial x^2} \leq 0$$

и заключить по теореме сравнения $t_{1i} \leq t_{1(i+1)} \leq t$, т. е. нижняя оценка в $i+1$ приближении улучшена. Аналогично улучшается и верхняя оценка.

Таким образом, процесс улучшения оценок можно продолжать до бесконечности. Следует отметить, что все приближения получаются путем решения уравнений типа (11), которые представляют собой линейные дифференциальные уравнения с переменными коэффициентами. Это обстоятельство имеет большое значение при использовании ЭВМ для реализации описанного процесса.

ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА

В одномерном случае для полубесконечной области оценки решений определяются аналитически. Оценки первого приближения, которыми служат решения уравнений (6) с краевыми условиями (4), выражаются через функции ошибок от автомодельной переменной ξ и могут быть представлены в виде

$$t_{i1} = t_{i1}(\xi) = \frac{t_0 - t_c}{A} \int_0^\xi \exp(-\zeta^2 m_i) d\zeta + t_c, \quad (15)$$

$$A = \int_0^\infty \exp(-\xi^2 m_i) d\xi, \quad \xi = \frac{x}{2\sqrt{t}}.$$

Второе приближение достигается решением уравнений (11) и (12). Рассмотрим, например, построение нижней оценки во втором приближении t_{12} . Для этого необходимо в уравнение (11) подставить полученные выше оценки t_{11} и t_{21} и проинтегрировать его. Подстановка (15) в (11) дает:

$$\frac{\partial t_{12}}{\partial \tau} = \frac{1}{P_{12}(\xi)} \cdot \frac{\partial^2 t_{12}}{\partial x^2},$$

$$P_{12}(\xi) = \frac{1}{\lambda} (c(t_{21}) + Kv(t_{21})w(t_{11})). \quad (16)$$

Это уравнение, очевидно, имеет автомодельное решение следующего вида, которое и является нижней оценкой во втором приближении:

$$t_{12}(\xi) = \frac{t_0 - t_c}{A_{12}} \int_0^\xi \exp\left(-2 \int_0^\zeta \tau P_{12}(\tau) d\tau\right) d\zeta + t_c,$$

$$A_{12} = \int_0^\infty \exp\left(-2 \int_0^\zeta \zeta P_{12}(\zeta) d\zeta\right) d\zeta. \quad (17)$$

Определение всех последующих функций, оценивающих решение задачи (3), (4), проводится аналогично и имеет вид (17). Функция $P(\tau)$, входящая в это выражение, выписывается по формуле типа (16), в которую в зависимости от номера приближения подставляются соответствующие оценки решения предыдущего приближения.

В общем случае для одномерной полубесконечной области в i -м приближении j -я оценка ($j = 1$ — нижняя, $j = 2$ — верхняя) может быть записана следующим образом:

$$t_{ij}(\xi) = \frac{t_0 - t_c}{A_{ji}} \int_0^\xi \exp\left(-2 \int_0^\tau P_{ji}(\tau) d\tau\right) d\xi + t_c,$$

$$P_{ji}(\tau) = c(t_{k(i-1)}) + Kw(t_{k(i-1)})w(t_{j(i-1)}),$$

$$A_{ji} = \int_0^\infty \exp\left(-2 \int_0^\xi P_{ji}(\xi) d\xi\right) d\xi.$$

В этих формулах, если записана верхняя оценка, то $j = 2, k = 1$; для нижней оценки $j = 1, k = 2$. Нулевое приближение соответствует априорным оценкам решения на основе краевых условий. В этом случае функции P_{j0} вырождаются в константы, т. е. $P_{10} = m_1, P_{20} = m_2$, и верхние и нижние решения первого приближения могут быть выражены через интегралы ошибок.

ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР

Рассмотрим конкретную задачу оттаивания мерзлого грунта с фазовым переходом, происходящим в спектре отрицательных температур. Предположим, что коэффициент теплопроводности не зависит от температуры, а теплоемкость грунта принимает постоянные, но разные значения в талой и мерзлой зонах, т. е.

$$\lambda = \text{const}, \quad c(t) = \begin{cases} c_T & \text{при } t > 0, \\ c_M & \text{при } t \leq 0, \end{cases} \quad c_T \geq c_M.$$

Температурой начала фазового перехода считается $t = 0^\circ\text{C}$. Содержание незамерзшей воды выражается следующей гипотетической зависимостью:

$$W(t) = \begin{cases} W_0 \exp(-\beta^2 t^2/2) & \text{при } t \leq 0, \\ W_0 & \text{при } t > 0. \end{cases}$$

При таких предположениях задача оттаивания мерзлого грунта ставится следующим образом:

$$(c(t) + f(t)) \frac{\partial t}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad (18)$$

$$f(t) = \kappa \frac{dW}{dt} = \begin{cases} -\kappa W_0 \beta^2 t \exp(-\beta^2 t^2/2) & \text{при } t \leq 0, \\ 0 & \text{при } t > 0. \end{cases}$$

$$t(0, \tau) = t_c, \quad t(\infty, \tau) = t(x, 0) = t_0, \quad t_0 \leq 0, \quad t_c \geq 0. \quad (19)$$

Здесь удобно сразу проанализировать поведение функции $f(t)$ и записать представление вида (8). Легко показать, что максимум $f(t)$ достигается при температуре $t = -1/\beta$ и равен $f(-1/\beta) = \kappa W_0 \beta \exp(-1/2)$. Кроме того, очевидно, что $m_1 = c_T + \kappa w_0 \beta, m_2 = c_M$. Тогда основное представление немонотонной функции $f(t)$ через произведение монотонных $v(t)$ и $w(t)$, записанное по аналогии с соотношениями (9), (10), будет

	Номер приближения, i									
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
$A_{2i} \cdot 10^2$	3,957	2,665	2,120	1,882	1,785	1,747	1,733	1,727	1,7253	1,7246
$A_{1i} \cdot 10^2$	1,300	1,566	1,629	1,669	1,696	1,711	1,718	1,721	1,7226	1,7232
α	3,044	1,702	1,301	1,128	1,053	1,021	1,009	1,0035	1,0016	1,00081
$\xi_{2i}^* \cdot 10^4$	213,89	139,86	110,17	97,43	92,22	90,21	89,44	89,16	89,05	89,02
$\xi_{1i}^* \cdot 10^4$	70,98	80,64	83,94	86,07	87,49	88,27	88,66	88,84	88,91	88,94
γ	3,013	1,734	1,312	1,132	1,054	1,022	1,009	1,0036	1,0015	1,0009

следующим:

$$f(t) = \kappa W_0 \beta \exp(-1/2) v(t) w(t), \quad (20)$$

$$v(t) = -t\beta \exp\left(\frac{1-\beta^2 t^2}{2}\right), \quad w(t) = 1 \quad \text{при } t \leq -\frac{1}{\beta},$$

$$v(t) = 1, \quad w(t) = -t\beta \exp\left(\frac{1-\beta^2 t^2}{2}\right) \quad \text{при } -\frac{1}{\beta} < t \leq 0,$$

$$v(t) = 1, \quad w(t) = 0 \quad \text{при } t > 0.$$

В первом приближении оценки решения задачи (18), (19) даются функциями (15). Все остальные приближения в соответствии с полученными результатами выражаются функциями типа (17). В расчетах принимались следующие численные значения величин, входящих в задачу: $\lambda = 1$ ккал/м·ч·°C, $c_T = 800$ ккал/м³·°C, $c_M = 500$ ккал/м³·°C, $W_0 = 0,2$, $\kappa = 96000$ ккал/м³, $\beta = 0,33$ (°C)⁻¹, $t_c = 5^\circ\text{C}$, $t_0 = -5^\circ\text{C}$.

На рисунке показаны первые четыре приближения в виде графиков зависимости температуры от автомодельной переменной ξ . В таблице приведены результаты расчета по первым десяти приближениям сверху и снизу. При этом для каждого приближения определена величина α , равная отношению тепловых потоков верхнего и нижнего решений при $x = 0$, а также γ — отношение координат подвижной изотермы начала фазового перехода, рассчитанных по этим решениям.

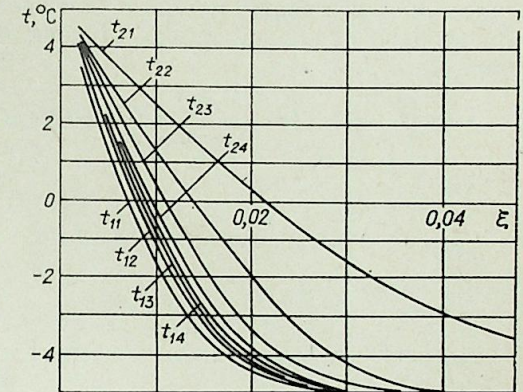
Первая характеристика вычисляется по формуле

$$\alpha = \frac{\frac{\partial t_{1i}}{\partial x} \Big|_{x=0}}{\frac{\partial t_{2i}}{\partial x} \Big|_{x=0}} = \frac{A_{2i}}{A_{1i}}.$$

Координата подвижной границы $s = 2\xi^* \sqrt{t}$ может быть определена из условия равенства нулю верхней или нижней оценки решения в том или ином приближении

$$t_{ji}(\xi^*) = 0. \quad (21)$$

Таким образом, получив оценки решения в i -м приближении, находим величины ξ_{ki}^* и затем вычисляем значение γ по формуле: $\gamma = \xi_{2i}^*/\xi_{1i}^*$.



Кривые распределения температуры в первых четырех приближениях.

Первые оценки, как это видно из рисунка и таблицы, получаются очень грубые. Такая неточность происходит от того, что оценками решения являются функции, описывающие теплоперенос без фазового перехода. В четвертом приближении оценки уже имеют приемлемую для практики точность. Если в качестве приближенного решения взять функцию $\bar{t} = (t_{2i} - t_{1i})/2$, то погрешность такого решения по тепловому потоку при $x = 0$ не превысит 7% (см. таблицу). В случае необходимости иметь более точное решение последовательное улучшение оценок можно продолжить до получения требуемой точности. Например, в седьмом приближении тепловой поток при $x = 0$, а также положение нулевой изотермы определяются с погрешностью не выше 0,5%. При этом в каждом приближении процедура вычислений одинакова. Некоторым показателем громоздкости вычислений может служить время, необходимое для расчета десяти последовательных приближений по описанной методике, составляющее для ЭВМ ЕС-1040 величину порядка 30 с. Интегралы в формулах (17) брались по формуле трапеций с шагом $\Delta = 2 \cdot 10^{-4}$, при максимальном числе шагов, равном 2000, в интегралах с бесконечным верхним пределом.

Итак, с помощью описанного метода можно находить приближенные решения для задач теплопереноса с тепловыделениями (теплопоглощениями), происходящими в спектре температур. Получение на каждом шаге оценок сверху и снизу неизвестного точного решения позволяет построить приближенное решение с известной гарантированной точностью.

Гипрогюменнефтегаз им. В. И. Муравленко,
Тюмень

Поступила в редакцию
11/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966.
2. Колесников А. Г., Мартынов Г. А. О расчете глубины промерзания и оттаивания грунтов. — В кн.: Строительные материалы по лабораторным исследованиям мерзлых грунтов. М.: АН СССР, 1953.
3. Меламед В. Г. Сведение задачи Стефана к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1958, № 7.
4. Любов Б. Я. Теория кристаллизации в больших объемах. М.: Наука, 1975.
5. Аметов И. М., Даниэлян Ю. С. О применении теорем сравнения в теории теплопроводности. — ИФЖ, 1973, № 2.
6. Даниэлян Ю. С., Аметов И. М. Об оценках решений задач Стефана. — ИВУЗ. Нефть и газ, 1973, № 4.
7. Фридман А. Уравнения в частных производных параболического типа. М.: Мир, 1968.
8. Даниэлян Ю. С., Яницкий П. А. Приближенное решение нелинейных задач Стефана. — В кн.: Проблемы нефти и газа Тюмени, вып. 43. Тюмень, 1979.

УДК 536.24 : 66.014

А. Р. ДОРОХОВ

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЙ РАЗРЫВ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ
ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ
ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

В экспериментах по нагреву стекающих пленок жидкости исследователи столкнулись с явлением разрыва жидкой пленки, или, как говорят, с образованием «сухих пятен». Механизм образования «сухих пятен» исследовался в работах [1—4]. Было установлено [2], что в диапазоне недогрева жидкости $\Delta T = T'' - T_0$, °С (T'' — температура насыщения при данном давлении на границе раздела фаз жидкость — пар; T_0 — температура жидкости на входе экспериментального участка), определяемом неравенством $K = \frac{r}{c_p \Delta T} < 10$, где K — критерий Кутателадзе;

r — теплота фазового перехода, Дж/кг; c_p — теплоемкость жидкости, Дж/кг °С, имеет место однозначная связь между плотностью орошения G (м²/с) и величиной теплового потока q^* [Вт/м²], называемым критическим, при котором возникают «сухие пятна». По мнению [5], в рассмотренных условиях механизм образования «сухих пятен» преимущественно термокапиллярный. Это дает возможность даже в рамках элементарных моделей получить качественное согласование теории и эксперимента, а также удовлетворительно обобщить опытные данные [2].

Однако попытки количественно рассчитать определяемые в эксперименте значения q^* приводят к значительному расхождению расчета и эксперимента [4]. Необходимо более углубленное изучение условий, в которых возникают «сухие пятна». Термокапиллярная неустойчивость стекающей пленки жидкости при нагреве непосредственно определяется волновой структурой ее поверхности, реализуемой при заданном расходе. Эффективным способом воздействия на эту структуру является добавление в жидкость поверхностно-активных веществ (ПАВ).

Задача настоящей работы — экспериментальное исследование влияния добавок ПАВ на величину критического теплового потока, при котором возникают «сухие пятна». Опыты проводили на установке, описание которой и методики эксперимента приведены в [2]. Жидкость, дистиллированная вода с добавками различных ПАВ, стекала по наружной поверхности трубы из мельхиора диаметром $15 \times 0,5$ мм, длиной 1 м, обогреваемой путем пропускания электрического тока непосредственно по стенкам трубы. Температура жидкости на входе экспериментального участка во всех опытах была постоянной и равной 25°С. В качестве ПАВ применяли изоамиловый спирт ($C_5H_{12}O$) и пенообразующее средство ПО-1. О влиянии ПАВ на величину поверхностного натяжения σ можно судить по данным, приведенным на рис. 1. В случае добавки изоамилового спирта имеет место более плавное уменьшение σ , чем при добавке ПО-1. Различные виды ПАВ были выбраны из тех соображений, что механизм их воздействия на гидродинамику пленки неоднозначен [6].

В эксперименте определяли величину теплового потока q^* , Вт/м², при котором образуются «сухие пятна», в зависимости от объемной плотности орошения G , м²/с. Кроме того, в опытах фиксировалось положение

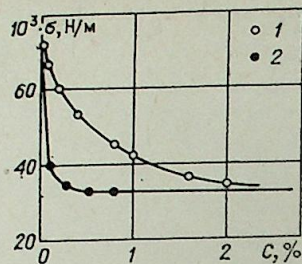


Рис. 1. Зависимость поверхностного натяжения σ , Н/м от весовой концентрации ПАВ в воде.

1 — с изоамиловым спиртом, 2 — с пенообразующим средством ПО-1. Опыты проведены при $T = 25^\circ\text{C}$.

точки разрыва и определялось расстояние от щели распределителя до этой точки X , м. На рис. 2 приведены результаты опытов по определению q^* и X для чистой воды и с различными добавками изоамилового спирта. Как и в опытах с водой, на трубе с наружным диаметром 28 мм [2], $q^* - G$ зависимость имеет отчетливо выраженную точку перегиба, а $X - G$ зависимость — две точки перегиба. Появление этих точек перегиба можно связать с изменением гидродинамического режима стекания пленки, в частности, вторая точка перегиба $X - G$ зависимости достаточно хорошо согласуется с расчетом по формуле для критического числа Рейнольдса перехода к турбулентному режиму стекания, полученной в [6]

$$Re_R = 35,0 \cdot K_F^{1/10}, \quad (1)$$

где $K_F = \frac{\sigma^3}{g\rho^3\nu^4}$ — пленочное число, g — ускорение свободного падения, $\text{м}^2/\text{с}$, ρ — плотность жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$, ν — кинематическая вязкость жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$.

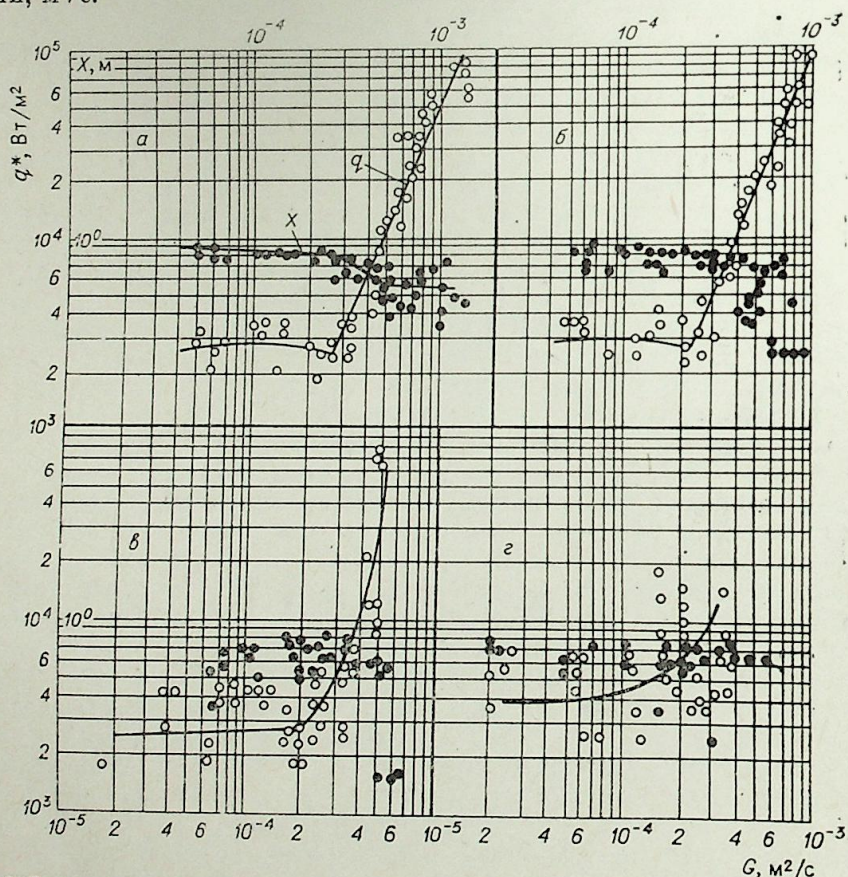
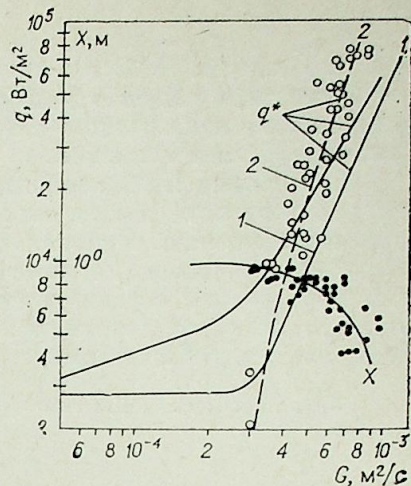


Рис. 2. Зависимость критического теплового потока q^* и расстояния до точки разрыва X от объемной плотности орошения G в опытах с водой (а), с добавкой изоамилового спирта в количестве 0,25% (б), 0,5 (в) и 2,1% (г).

Рис. 3. Зависимость критического теплового потока q^* (светлые точки) и расстояния до точки разрыва X (темные точки) в опытах с добавкой ПО-1 ($C = 0,05$ и $0,15\%$), штриховая линия — от объемной плотности орошения G .

1 — опыты с чистой водой на трубе $D = 15$ мм и $L = 1$ м; 2 — опыты с водой при $D = 28$ мм, $L = 1$ м.



Добавка изоамилового спирта позволяет уменьшить расход жидкости, при котором еще сохраняется безразрывное стекание пленки в изотермических условиях. В области G , соответствующей ламинарно-волновым режимам стекания пленки, возрастание концентрации ПАВ приводит к некоторому увеличению q^* , при сохранении характера $q^* - G$ зависимости — так же, как на чистой воде. В то же время в турбулентном режиме добавка ПАВ приводит к существенному увеличению устойчивости пленки и при максимальной концентрации 2,1% термокапиллярный разрыв пленки получить не удалось. Увеличение q приводит в этом случае к ее закипанию. Заметим, что кипение происходит в условиях глубокого недогрева. Анализируя данные по зависимости X от G , видим, что добавка ПАВ приводит к ее изменению по сравнению с чистой водой, а возрастание разброса X свидетельствует о случайном характере образования «сухого пятна» в нижней зоне трубы.

На рис. 3 приведены результаты опытов по определению q^* при добавлении ПАВ типа ПО-1. Изменение концентрации данного вида ПАВ, как показал эксперимент, не влияло на определяемую $q^* - G$ зависимость. В области ламинарно-волновых режимов устойчивое, безразрывное стекание пленки жидкости получить не удалось, так как при минимальных тепловых потоках происходило ее свертывание. В турбулентном режиме устойчивость пленки возрастала, при этом наблюдались разрывы пленки при наличии режима кипения на нижнем конце трубки.

Объяснение полученным результатам следует искать в механизме возникновения и развития волн и в механизме воздействия на эти волны ПАВ. Согласно современным представлениям механизм возникновения волн на начальном этапе является капиллярным. Однако капиллярные двумерные волны существуют на относительно небольшом расстоянии, развиваясь далее в крупные уединенные волны, имеющие существенно трехмерный характер [7]. Визуальными наблюдениями было установлено, что ПАВ гасит в основном мелкомасштабные пульсации (капиллярную рябь) и практически не влияет на формирование крупных волн. В то же время именно эти волны обуславливают термокапиллярный эффект, по крайней мере в ламинарно-волновых режимах, приводящий к образованию «сухих пятен». Поэтому влияние ПАВ на q^* в ламинарно-волновом режиме (см. рис. 2) оказывается несущественным, а в турбулентном приводит к увеличению устойчивости пленки вследствие воздействия на мелкомасштабные пульсации.

На рис. 3 приведены также результаты опытов по определению q^* для чистой воды на участке длиной 1 м и диаметром 15 мм (линия 1) и 28 мм (линия 2) [2]. Видно, что на трубе с диаметром 28 мм перегиб $q^* - G$ кривой выражен менее отчетливо. Несколько различаются и зависимости q^* от G в соответствующих диапазонах изменения расхода жидкости.

ВЫВОДЫ

1. Введение ПАВ в жидкость, стекающую пленкой по вертикальной поверхности, в общем случае оказывает влияние на величину и характер зависимости критического теплового потока при термокапиллярном разрыве от расхода жидкости.

2. Влияние ПАВ наиболее существенно при турбулентном стекании пленки жидкости и при определенных значениях их концентраций позволяет исключить термокапиллярный разрыв.

3. Полученные результаты указывают на связь наблюдаемого явления образования «сухих пятен» с волновой структурой стекающей пленки, что является дополнительным подтверждением термокапиллярного механизма их образования.

Энергохиммаш СКБ, Новосибирск

Поступила в редакцию
5/II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. П. Дубровский, А. Я. Диденко, Л. С. Кокорев. Влияние неизотермичности на устойчивость свободно стекающих пленок воды.— Журнал атомной энергии, 1971, т. 31, вып. 6.
2. И. П. Гогонин, А. Р. Дорохов, В. Н. Бочагов. К вопросу образования «сухих пятен» в стекающих тонких пленках жидкости.— Изв. СО АН СССР, 1977, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
3. T. Fujita, T. Ueda. Heat transfer to falling liquid films and film breakdown. I. Subcooled liquid films.— Intern. Journal of Heat and Mass Trans., 1978, v. 21.
4. Б. Г. Ганчев, А. Е. Боков. Исследование термокапиллярной устойчивости при гравитационном стекании пленки жидкости.— Инженерно-физический журнал, 1980, т. XXXIV, № 4.
5. С. С. Кутателадзе, М. А. Стырикович. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976.
6. H. Brauer. Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen.— VDI — Forschungsheft, 1956, 457.
7. С. В. Алексеенко, В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев. Волны на поверхности вертикально стекающей пленки жидкости.— Препринт № 36-79, Ин-т теплофизики, Новосибирск.

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

№ 8, вып. 2

СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

1982

УДК 621.694.2

В. И. ЕРМОЛОВ, А. К. РЕБРОВ

ПОЛУЧЕНИЕ ВАКУУМА С ПОМОЩЬЮ БЛОКА ВЫСОКОНАПОРНЫХ СТРУЙ

Первые работы по использованию блоков струй в вакуумных насосах относятся к 30-м годам [1, 2]. Очевидно, что при многосопловой компоновке откачной ступени следует ожидать увеличения скорости откачки ее прежде всего из-за увеличения поверхности струй. В [3] имеются указания на то, что блочно-струйная ступень при прочих равных условиях обеспечивает лучшие показатели вакуумной откачки, чем зонтичное сопло. В целом же вопросы откачки блоком струй изучены недостаточно. В данной работе проведено исследование характеристик ступени с блоком из 19 струй для условий повышенных давлений и температур торможения паров масла.

Ввиду малой термической стабильности рабочей жидкости в кипяильниках современных паромасляных насосов подогреваются до температур, обеспечивающих давления перед соплами от долей тор до нескольких тор [3]. Поэтому для этих насосов характерны следующие недостатки: рабочее пространство насосов загромождено элементами паропроводов и экранов для защиты от миграции паров в откачиваемый объем, что уменьшает скорость откачки; требуется вертикальная установка насоса.

Модель «холодного» диффузионного насоса (ХДН) [4] свободна от этих недостатков. Газодинамический источник этой модели относительно мал, так как давление торможения достаточно велико. Отсутствие гидравлического затвора дает возможность присоединять такой насос к откачиваемому объему при любой ориентации. Обеспечивая безмасляную откачку, ХДН имеет свои недостатки: время работы его ограничено из-за намораживания рабочего газа на криопанелях; требуются криогенные жидкости для вымораживания газа струи.

Принципиально нет запретов на создание паромасляного насоса, который бы имел относительно малый газодинамический источник и, следовательно, высокое давление торможения пара. Такой насос, работая без ловушек, не будет обеспечивать безмасляную откачку, но тем не менее будет свободен от отмеченных недостатков существующих паромасляных и холодных диффузионных насосов.

Ниже описана схема экспериментальной установки (рис. 1, а, б) и представлены результаты испытаний блочно-струйной высоконапорной ступени вакуумного насоса (см. рис. 2—4). Блок содержит 19 сопел, присоединенных к общему коллектору с сотовым расположением (см. рис. 1, б). Коллектор размещен в корпусе насоса БН-4500. Экспериментальная установка состоит из следующих узлов и систем (см. рис. 1, а): блочно-струйной ступени 1; парогенератора 2, соединенного с блоком сопел паропроводами 3, снабженными разделительными вентилями 4; системы подачи газа и измерения его расхода и давления 5—10; системы возврата масла из насоса при давлении 0,1—1,0 тор в котел с давлением 100—500 тор, предусматривающей измерение расхода пара 11—14; механического форвакуумного насоса. В качестве рабочей жидкости использовалось вакуумное масло ПФМС-2/5 Л, стойкое в емкостях из угле-

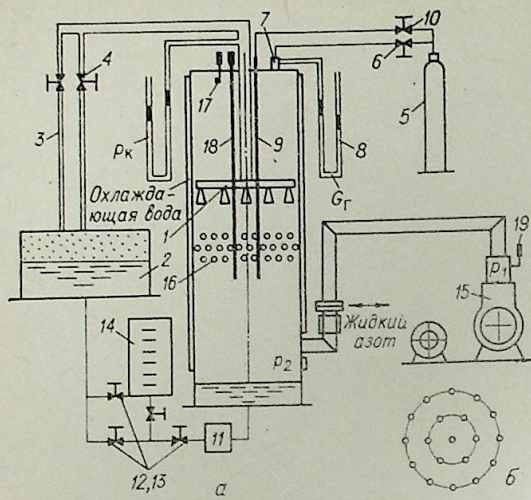


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

включались нагреватели котла и паропроводов. Мощность их подбиралась такой, чтобы обеспечить давление пара в коллекторе $p_k = 50 - 100$ тор, что соответствовало $T \approx 500$ К. После выхода котла на рабочий режим (2—2,5 ч после включения нагревателей) открывались один или два вентиля 4 и запускался секундомер. Через 10—15 мин после этого коллектор прогревался до рабочей температуры и ступень начинала работать. Конденсат масла на стенках корпуса и поперечном холодильнике стекал в нижнюю часть корпуса. По времени работы насоса и объему конденсата подсчитывался расход пара; его ступенчатое регулирование производилось вентилями 4. Откачиваемый газ подавался из балона 5 через вентиль-напекатель 6 и мерное сопло 7, когда насос испытывался в режиме максимальной производительности, или через трубку 9, вентиль 10 под блок струй — при испытании насоса в режиме предельного вакуума. Впускное давление измерялось ионизационным манометром 17 с вымораживанием паров масла жидким азотом с использованием одной из стандартных конструкций стеклянных ловушек. Давление под ступенью измерялось термоманометром 18. Все манометрические преобразователи, мерное сопло, трубка для подачи газа под блок струй были смонтированы на верхней крышке. Термовакuumметром измерялось давление на затворе форвакуумного насоса. Выходной патрубок БН-4500 соединялся с ВН-6 вакуумпроводом диаметром 160 мм и длиной около 5 м. Стандартная водяная ловушка БН-4500, установленная в выходном патрубке, охлаждалась жидким азотом для предотвращения попадания в ВН-6 возможных продуктов разложения ПФМС-2/5 Л, подогреваемым до большей температуры, чем в обычных насосах.

При известной разности давлений на концах трубопровода ($p_2 - p_1$) поток газа через него $G = C(p_2 - p_1)$, где C — пропускная способность трубопровода. Отсюда можно определить парциальное давление откачиваемого газа p_2 . Режим движения в трубопроводе вязостный; примем, что $C_{He} \approx C_{N_2} \approx C_{возд}$. Для трубопровода заданных размеров по [5] $C_{min} \approx 1000$ л/с.

На рис. 2 представлены закономерности зависимости $S = f(p_{вп})$, $p_{вып} = \psi(p_{вп})$, $p_2 = \phi(p_{вп})$, где S — быстрота откачки; $p_{вп}$ — впускное давление; $p_{вып}$ — выпускное давление. Характер зависимости быстроты откачки от впускного давления обычный с явно выраженным максимумом производительности в некотором интервале по впускному давлению. При увеличении расхода пара кривые смещаются в сторону больших впускных давлений, причем для одинаковых расходов пара впускные

родистой и нержавеющей стали. Откачиваемые газы — азот и гелий. Блок сопел устанавливался на расстоянии 0,5 м от верхней крышки. Объем между крышкой и блоком имитировал измерительный колпак. Под блоком сопел на расстоянии 0,25 м от него находился поперечный трубчатый холодильник 16. По высоте размеры блока сопел с холодильником составили 0,5 м.

Перед включением нагревателей все объемы и масло в котле обезгаживались. Измеренное после этого натекание составляло 20—25 л·мк/с. При закрытых вентилях 4

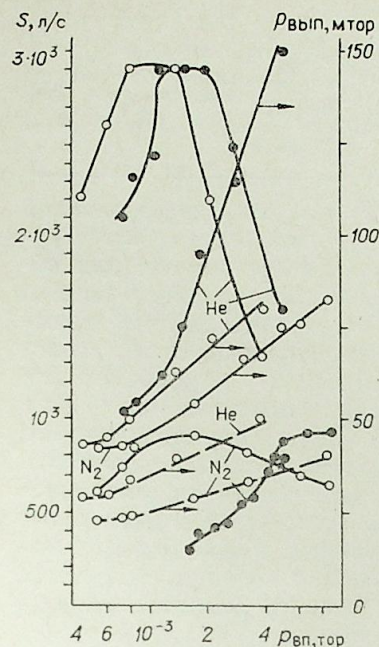


Рис. 2. Характеристики ступени в режиме откачки. S — быстрота откачки, $p_{вп}$ — впускное давление, $p_{вып}$ — выпускное давление, p_2 — парциальное давление откачиваемого газа со стороны форвакуума (пунктирные линии); \circ — расход пара 9,5 г/с, \bullet — расход пара 19 г/с.

давления, соответствующие максимальной производительности для гелия, меньше, чем для азота. С возрастанием $p_{вп}$ увеличивается и $p_{вып}$, причем с ростом $p_{вп}$ величина $p_{вып}$ тем больше, чем легче газ. При прочих равных условиях давление p_2 значительно меньше $p_{вып}$, что связано, очевидно, с неполной конденсацией пара под блоком сопел. Одновременно по зависимости $p_2 = \phi(p_{вп})$ можно судить о степени сжатия ступени $\epsilon = p_2/p_{вп}$. Например, для расхода пара $G_n = 9,5$ г/с при откачке азота на участке с максимальной быстротой откачки значение ϵ_{N_2} меняется от 20 до 10, а при откачке гелия $\epsilon_{He} = 60 \div 15$.

По результатам экспериментов $\epsilon_{N_2} < \epsilon_{He}$, а $\frac{S_{He}}{S_{N_2}} > \sqrt{\frac{m_{N_2}}{m_{He}}}$. Это противоречит теории высоковакуумных пароструйных насосов и результатам их испытаний [6, 7]. Так как детальная структура течения в области взаимодействия откачивающих струй неизвестна, невозможно в настоящее время количественно обосновать механизм откачки, ответственный за указанные выше результаты.

В результате испытания ступени в режиме предельного вакуума (рис. 3) обнаружена большая для данной схемы насоса проникающая способность молекул азота вверх по потоку. Для азота излом кривых соответствует меньшим выпускным давлениям, которые тем больше, чем больше расход пара. И далее, влияние выпускного давления на величину впускного для азота больше. По-видимому, для плотных струй существенное влияние на механизм откачки оказывает процесс неравновесной диффузии, результатом которого является более легкое проникновение тяжелых молекул со стороны форвакуума в откачиваемый объем. Причиной этого может явиться большая сохраняемость импульса у тяжелых молекул при столкновениях с молекулами откачивающей струи.

Согласно представлениям о работе диффузионных насосов [6], значение отношений скоростей откачки легкого и тяжелого газов должно быть при «нормальной» работе насосов меньше $\sqrt{\frac{m_T}{m_L}} = \sqrt{7}$ для азота и гелия. При этом под «нормальной» понимается работа, когда длина свободного пробега молекул откачиваемого газа в откачивающем примерно 2*

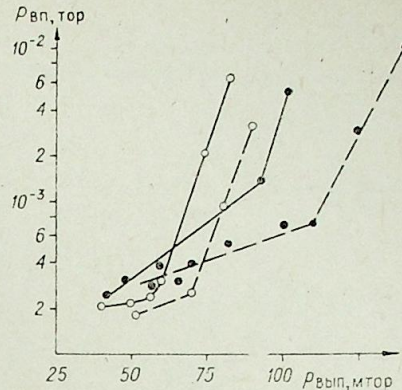


Рис. 3. Характеристики ступени в режиме предельного вакуума.

$p_{вп}$ — впускное давление, $p_{вып}$ — выпускное давление; \circ — расход пара 9,5 г/с, \bullet — расход пара 19 г/с; — He, — N_2 .

Е. У. РЕПИК, Ю. П. СОСЕДКО

К ВОПРОСУ О ТОЛЩИНЕ ВЯЗКОГО ПОДСЛОЯ
В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

В соответствии с классической моделью Прандтля турбулентный пограничный слой разделяется на две области течения: турбулентное ядро и ламинарный подслой, в котором все процессы обмена носят чисто молекулярный характер. В полуэмпирических теориях турбулентного пограничного слоя толщина ламинарного подслоя δ_{λ} считается одним из основных параметров, поскольку выбор закона изменения δ_{λ} в зависимости от условий течения в пограничном слое во многом определяет закон сопротивления, устанавливающий связь между напряжением трения и толщиной турбулентного пограничного слоя. Закон сопротивления находится из условия сопряжения на границе ламинарного подслоя профилей скорости в подслое и в турбулентном ядре пограничного слоя.

Исходя из соображений размерности и полагая, что толщина ламинарного подслоя зависит только от физических параметров жидкости ρ и μ , а также от напряжения трения на стенке τ_w , Карман получил для δ_{λ} следующее выражение:

$$\delta_{\lambda} = \alpha \frac{v}{\sqrt{\tau_w/\rho}} \quad (1)$$

По опытам Никурадзе, который изучал течение воды в длинных цилиндрических трубах, значение коэффициента пропорциональности α в формуле (1) равно 11,6. Это значение α определено Никурадзе по пересечению опытной кривой распределения скорости в турбулентном ядре пограничного слоя, соответствующей логарифмическому закону, с прямой, описывающей распределение скорости в области ламинарного подслоя, рассчитанной по опытным значениям поверхностного трения.

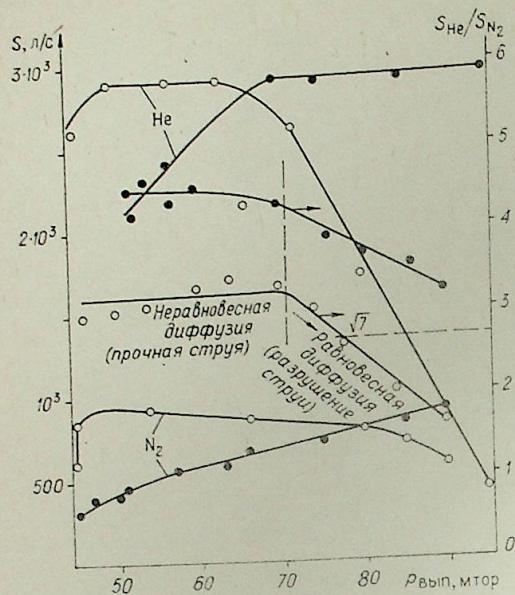
Однако поскольку в этом случае из рассмотрения исключается промежуточный (буферный) слой между подслоем и турбулентным ядром и значение α относится к «идеализированной» границе ламинарного подслоя, то само понятие ламинарного подслоя долгое время считалось чисто условным.

В более поздних работах [1—3] концепция чисто ламинарного подслоя уже не рассматривается, а предполагается, что турбулентные возмущения проникают глубоко в пристеночную область течения и полностью гасятся лишь на самой стенке. Ламинарный подслой получил название вязкого подслоя, поскольку опыты показали, что в его пределах наблюдаются интенсивные пульсации продольной составляющей скорости. По данным опытов [4—6], наиболее интенсивное порождение энергии турбулентности в пограничном слое происходит именно в области границы подслоя.

Опыты [7—9] позволили установить, что течение в непосредственной близости от стенки является существенно нестационарным и трехмерным. При этом основным механизмом, регулирующим процесс порождения турбулентности в пограничном слое, служит периодическое (в ста-

Рис. 4. Селективность откачки.

m_{N_2} , m_{He} — молекулярные веса азота и гелия, S — парциальная скорость откачки, S_{He}/S_{N_2} — относительная скорость откачки; \circ — $G_{II} \approx 9,5$ г/с, \bullet — $G_{II} \approx 19$ г/с



равна ширине диффузионной щели. В этом случае струя существенно проникаема для обратного молекулярного потока.

В условиях данного эксперимента возможность бесстолкновительного проникновения молекул откачиваемого газа вверх по потоку практически исключена, так как плотность струй в области их смыкания значительно превосходит плотность струй диффузионных насосов. Это означает, что вверх по потоку с большей вероят-

ностью могут проникать молекулы с большей сохраняемостью импульса, т. е. молекулы азота. Однако если увеличивать концентрацию молекул откачиваемого газа под струей (со стороны форвакуума), обратный поток молекул может переходить в диффузионный режим, а в этом случае диффузионный поток газа будет более значителен у гелия. Эти качественные рассуждения подтверждаются результатами экспериментов, рассмотренных с точки зрения селективности откачки.

На рис. 4 данные о парциальной скорости откачки (S_{N_2} , S_{He}) и относительной (S_{He}/S_{N_2}) представлены в зависимости от выпускного давления при двух значениях G_{II} . До величины $p_{вып} \approx 70 \cdot 10^{-3}$ тор отношение скорости откачки легкого и тяжелого газов примерно постоянно и больше $\sqrt{7}$.

При дальнейшем увеличении $p_{вып}$ это отношение уменьшается, при меньших расходах пара струй оно становится существенно меньше уровня свободно молекулярного предела. При больших расходах пара тенденция сохраняется и так называемый «нормальный» режим работы, по-видимому, может наступить при $p_{вып} \approx 0,1$ тор. Переход в диффузионный режим обратного проникновения газа для используемых плотных струй пара связан с разрушением струй рабочего газа и сильным уменьшением скорости откачки.

Таким образом, использование плотных струй позволяет осуществить бустерную откачку на одной ступени с выходом на форвакуумное давление порядка 0,1 тор. Такая схема откачки обеспечивает аномальную селективность (повышенную скорость откачки легкого компонента), что можно рассматривать под углом зрения развития методов разрешения газов.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
8/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

- Zabel R. M. The review of scientific instruments, 1935, v. 6, N 54.
- Ho T. L. The review of scientific instruments, 1933, v. 3, N 133.
- Пейтлин А. В. Пароструйные насосы. М.: Энергия, 1965.
- Физика и техника сверхвысокого вакуума. Л., 1968.
- Гутри Л., Уокерлинг Р. Вакуумное оборудование и вакуумная техника. М., 1951.
- Яккель Р. Получение и измерение вакуума. М., 1952.
- Тренделенбург Э. Сверхвысокий вакуум. М., 1966.

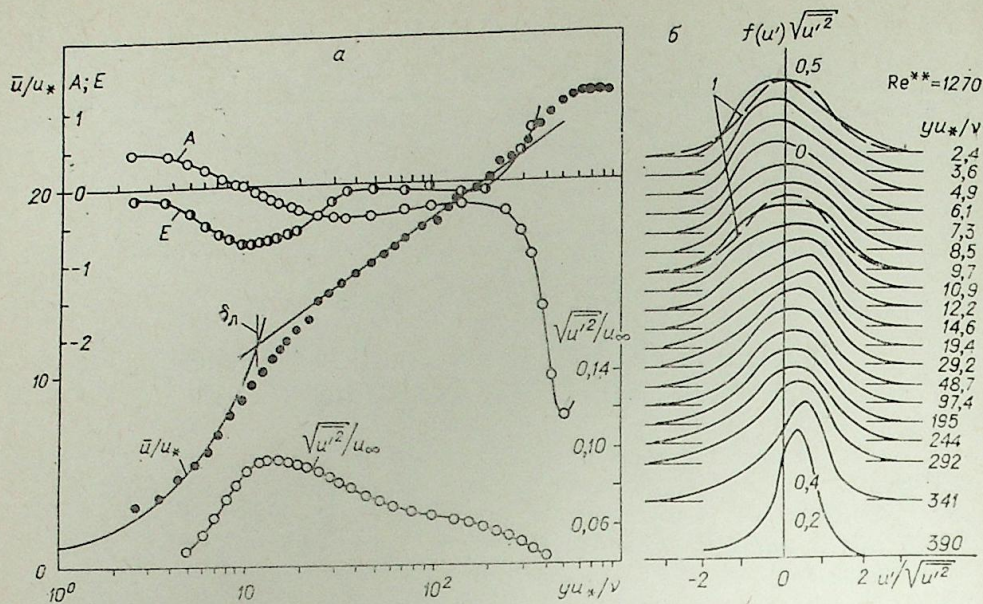


Рис. 1. Распределение осредненной скорости, пульсаций скорости, а также коэффициентов асимметрии и эксцесса по толщине пограничного слоя (а); нормализованная плотность вероятностей пульсаций скорости на разных расстояниях от стенки (б).

1 — нормальное распределение.

тистическом смысле) обновление подслоя — выбросы замедленной жидкости от стенки во внешнюю область течения и вторжения ускоренной жидкости из внешней области течения в пристеночную область. (Термины «замедленная» и «ускоренная» жидкость употребляются в значении «меньше» или «больше» по отношению к местной средней скорости течения). Обновление течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя позволяет объяснить кажущееся противоречие между свойствами стенки одновременно порождать и демпфировать турбулентность.

В настоящей статье приводятся опытные данные, способствующие уточнению физического смысла самого понятия толщины вязкого подслоя и его роли в теории турбулентного пограничного слоя.

1. Опыты [10] показывают, что так называемая условная (по Никурадзе) толщина подслоя δ_n соответствует такому расстоянию от стенки, при котором проявляется целый ряд особых свойств турбулентного пограничного слоя. Именно при $y = \delta_n$, где пересекаются кривая распределения скорости в турбулентном ядре пограничного слоя и прямая, описывающая распределение скорости в подслое, наблюдается максимум пульсаций продольной составляющей скорости $\sqrt{\bar{u}'^2}$, минимальное значение коэффициента эксцесса $E = \bar{u}'^4 / (\bar{u}'^2)^2 - 3$ и нулевое значение коэффициента асимметрии $A = \bar{u}'^3 / (\bar{u}'^2)^{3/2}$ функции плотности вероятностей пульсаций скорости (рис. 1, а). Распределение нормализованной плотности вероятностей $f(u') \sqrt{u'^2}$ в пограничном слое отличается от гауссовского распределения (рис. 1, б). При $y < \delta_n$ ($y u_* / \nu < 10$) наблюдается более вытянутая правая ($u' > 0$) ветвь функции $f(u')$, в то время как мода распределения смещена влево, в область отрицательных значений u' , при этом $A > 0$. (Здесь $u_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ — динамическая скорость.) Это связано с отдельными резкими отклонениями скорости в сторону ее увеличения, которые можно рассматривать как вторжения ускоренной жидкости из внешней области пограничного слоя в пристеночную область. Вне подслоя, при $y > \delta_n$ ($y u_* / \nu > 10$), имеет место обратная картина: здесь

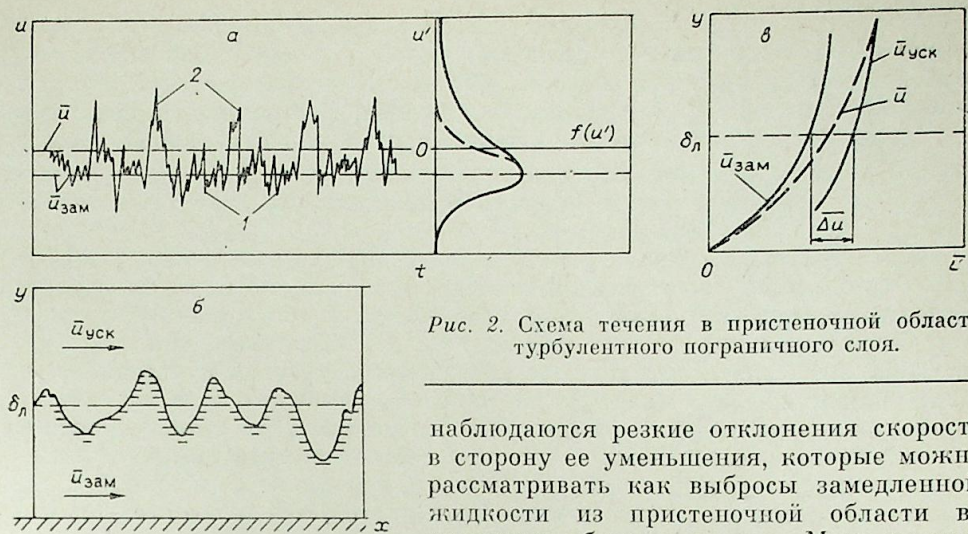


Рис. 2. Схема течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя.

наблюдаются резкие отклонения скорости в сторону ее уменьшения, которые можно рассматривать как выбросы замедленной жидкости из пристеночной области во внешнюю область течения. Мода распределения смещена в область положительных значений u' , а коэффициент A принимает отрицательные значения. В области границы подслоя функция $f(u')$ симметрична ($A = 0$), однако, по сравнению с гауссовским распределением, она отличается плосковершинностью, и коэффициент эксцесса E принимает минимальное значение (см. рис. 1).

Анализ опытных данных приводит к вполне определенной физической схеме течения в пристеночной зоне пограничного слоя. Для большей наглядности рассуждений представим на схеме рис. 2 наблюдаемое в опытах изменение во времени мгновенной скорости $u(t)$ внутри подслоя следующим образом. Электрический сигнал при $y < \delta_n$ будем рассматривать как суперпозицию сравнительно небольших по амплитуде пульсаций скорости 1, имеющих нормальное распределение, и больших положительных пульсаций скорости 2, соответствующих вторжениям в эту область ускоренной жидкости. Здесь же схематически показано распределение плотности вероятности $f(u')$ для полного сигнала (сплошная кривая) и для того сигнала, который был бы при отсутствии больших положительных пульсаций скорости (штриховая кривая).

Очевидно, что положение моды распределения, т. е. наиболее вероятное значение местной мгновенной скорости u , должно соответствовать некоторому значению замедленной скорости $\bar{u}_{зам}$ (рис. 2, а), которое было бы средним значением скорости при отсутствии больших положительных пульсаций скорости, вызываемых вторжениями ускоренной жидкости. Это значение $\bar{u}_{зам}$ несколько меньше фактического значения средней скорости \bar{u} , соответствующего математическому ожиданию полного сигнала. Подобная картина имеет место и при $y > \delta_n$. Однако в этом случае на относительно малые пульсации с нормальным распределением будут накладываться большие отрицательные пульсации скорости, обусловленные выбросами замедленной жидкости из пристеночной зоны во внешнюю область течения. При этом положение моды распределения будет соответствовать более высокому значению средней скорости $\bar{u}_{уск}$ (без учета больших отрицательных пульсаций скорости) по сравнению с фактическим средним значением \bar{u} .

Таким образом, пристеночную область течения можно представить в виде двух зон течения, а именно: зоны замедленной и зоны ускоренной жидкости, разделенных границей неправильной формы, изменяющейся в пространстве и во времени, подобно границе раздела течения турбулентной и нетурбулентной жидкости во внешней части пограничного слоя (рис. 2, б).

Если применить метод условно-выборочного осреднения, при котором мгновенная скорость осреднялась бы только по тем промежуткам

времени, когда в одном варианте отсутствуют вторжения ускоренной жидкости, а в другом — отсутствуют выбросы замедленной жидкости, то получим распределение скорости вблизи стенки, которое схематически изображено на рис. 2, в сплошными линиями. Как видно, на заданном расстоянии от стенки скорость течения при переходе из одной зоны в другую изменяется скачкообразно на величину $\overline{\Delta u} = \bar{u}_{\text{уск}} - \bar{u}_{\text{зам}}$. Осредненное во времени значение скорости в пристеночной зоне течения изображено штриховой линией.

Если считать, что среднее положение границы раздела зон ускоренной и замедленной жидкости совпадает с границей подслоя, то находят объяснение все отмеченные выше особенности в поведении статистических характеристик течения при $y \approx \delta_{\text{л}}$. Прежде всего отметим, что согласно принятой схеме течения повышенный уровень пульсаций скорости в пристеночной зоне турбулентного пограничного слоя обусловлен сменой зон ускоренной и замедленной жидкости. При этом положение максимума пульсаций скорости должно соответствовать среднему положению границы раздела этих зон ($y \approx \delta_{\text{л}}$), где смена ускоренной и замедленной жидкости происходит наиболее часто. Отсюда же следует, что среднее значение пульсаций скорости $\sqrt{\overline{u'^2}}$ в окрестности $y \approx \delta_{\text{л}}$ должно определяться величиной разности $\overline{\Delta u} = \bar{u}_{\text{уск}} - \bar{u}_{\text{зам}}$. Это подтверждается опытными данными, приведенными на рис. 1, б, откуда видно, что внутри подслоя, при $y < \delta_{\text{л}}$ ($yu_{*}/\nu < 7$) мода распределения $f(u')\sqrt{\overline{u'^2}}$ (которой, как указывалось выше, соответствует значение $\bar{u}_{\text{зам}}$) смещена влево на величину, приблизительно равную $\left| \frac{u'}{\sqrt{\overline{u'^2}}} \right| \approx 0,5$ (см.

штриховую вертикальную линию), т. е. $\bar{u}_{\text{зам}} - \bar{u} \approx -0,5\sqrt{\overline{u'^2}}$. Аналогично вне подслоя, при $y > \delta_{\text{л}}$, имеем $\bar{u}_{\text{уск}} - \bar{u} \approx 0,5\sqrt{\overline{u'^2}}$. Поскольку разница в положении моды распределения внутри и вне подслоя составляет приблизительно $\Delta u' / \sqrt{\overline{u'^2}} \approx 1$, то $\sqrt{\overline{u'^2}} \approx \Delta u' \approx \bar{u}_{\text{уск}} - \bar{u}_{\text{зам}} = \overline{\Delta u}$.

Коэффициент асимметрии A при данной схеме течения должен быть равен нулю при $y = \delta_{\text{л}}$, т. е. на расстоянии от стенки, соответствующем среднему положению границы раздела между зонами ускоренной и замедленной жидкости. При $y < \delta_{\text{л}}$ в соответствии с рис. 2 следует ожидать положительных, а при $y > \delta_{\text{л}}$ отрицательных значений A , как это и наблюдается в опытах (см. рис. 1, а).

Получает объяснение также и тот опытный факт, что в области границы вязкого подслоя ($y \approx \delta_{\text{л}}$) коэффициент эксцесса E принимает минимальное значение (см. рис. 1, а). С физической точки зрения это означает, что по сравнению со случаем нормального распределения при $y \approx \delta_{\text{л}}$ более вероятны большие и менее вероятны малые пульсации скорости относительно среднего значения \bar{u} . В соответствии с рассматриваемой схемой течения в зонах замедленной и ускоренной жидкости наиболее вероятные мелкие пульсации скорости сосредоточены в окрестности значений скорости $\bar{u}_{\text{зам}}$ (см. схему на рис. 2, а) и $\bar{u}_{\text{уск}}$. Другими словами, время пребывания электрического сигнала, соответствующего мгновенной величине скорости, является наибольшим в окрестности значений $\bar{u}_{\text{зам}}$ и $\bar{u}_{\text{уск}}$. Это утверждение остается справедливым и для области границы подслоя, где происходит чередование этих зон течения. Однако при частой смене зон течения тот же сигнал оказывается пульсирующим уже не относительно значений $\bar{u}_{\text{зам}}$ или $\bar{u}_{\text{уск}}$, а относительно некоторого нового среднего значения $\bar{u} = \frac{1}{2}(\bar{u}_{\text{зам}} + \bar{u}_{\text{уск}})$, т. е. в новой системе отсчета пульсаций скорости высокие вероятности в окрестности значений $\bar{u}_{\text{зам}}$ и $\bar{u}_{\text{уск}}$ будут приходиться уже на пульсации скорости величиной $|u'| \approx \bar{u}_{\text{уск}} - \bar{u} \approx \bar{u} - \bar{u}_{\text{зам}} \approx \frac{1}{2}\overline{\Delta u}$ и меньшие вероятности — на

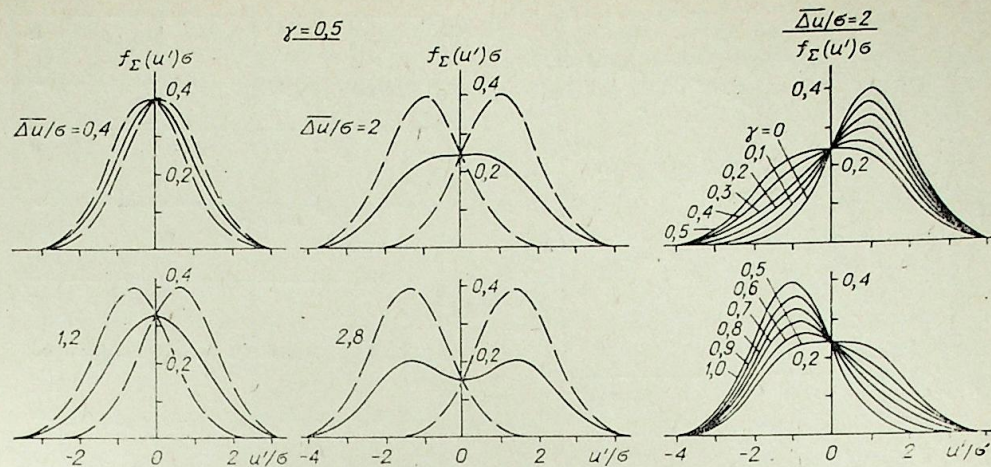


Рис. 3. Расчет распределений плотности вероятностей в области перемежаемости зон ускоренной и замедленной жидкости.
— — нормальное распределение, — по формуле (2).

малые пульсации скорости относительно \bar{u} . Это означает, что при $y \approx \delta_{\text{л}}$ функция $f(u')$ будет иметь плосковершинную форму, а коэффициент эксцесса E примет минимальное значение (см. рис. 1, а). Очевидно, что если величина разности скоростей $\overline{\Delta u}$ существенно больше уровня пульсаций в каждой из зон течения, то возможно существование двух мод (максимумов) в распределении $f(u')$.

Обоснованием изложенной выше схемы течения могут явиться также результаты следующего анализа. Будем исходить из того, что в каждой из двух зон течения (см. рис. 2, в), средняя скорость в которых отличается на величину $\overline{\Delta u} = \bar{u}_{\text{уск}} - \bar{u}_{\text{зам}}$, пульсации скорости имеют нормальное распределение. Наблюдаемое в опытах отклонение распределения от нормального имеет место в окрестности средней границы $\delta_{\text{л}}$ этих зон, где находится область перемежаемости замедленной и ускоренной жидкости. Если мы имеем два нормальных распределения пульсаций скорости $f(u'_{\text{зам}})$ и $f(u'_{\text{уск}})$, центры которых соответствуют двум значениям средней скорости $\bar{u}_{\text{зам}}$ и $\bar{u}_{\text{уск}}$ (здесь $u'_{\text{зам}} = u - \bar{u}_{\text{зам}}$; $u'_{\text{уск}} = u - \bar{u}_{\text{уск}}$), и при этом будем считать, что $\sigma_{\text{уск}} = \sqrt{\overline{u'^2}_{\text{уск}}} = \sigma_{\text{зам}} = \sqrt{\overline{u'^2}_{\text{зам}}} = \sigma$, а коэффициент перемежаемости, определяемый как отношение времени пребывания измерительного датчика в зоне замедленной жидкости к полному времени измерения, равен γ , то суммарное распределение пульсаций u' относительно среднего значения $\bar{u} = \frac{1}{2}(\bar{u}_{\text{зам}} + \bar{u}_{\text{уск}})$ будет

$$f_Z(u') = \gamma f(u'_{\text{зам}}) + (1 - \gamma) f(u'_{\text{уск}}) = \gamma f\left(u' + \frac{\overline{\Delta u}}{2}\right) + (1 - \gamma) f\left(u' - \frac{\overline{\Delta u}}{2}\right), \quad (2)$$

где $u' = u - \bar{u}$.

На рис. 3 приведены кривые распределения $f_Z(u')$, рассчитанные по формуле (2) для разных значений $\overline{\Delta u} = \bar{u}_{\text{уск}} - \bar{u}_{\text{зам}}$ при $\gamma = 0,5$ и для разных значений γ при $\overline{\Delta u} = 2\sigma$.

В условиях, когда $\gamma = 0,5$, что соответствует средней границе между зонами ускоренной и замедленной жидкости, уже при $\overline{\Delta u} = 2\sigma$ суммарная функция распределения становится плосковершинной, а при $\overline{\Delta u} > 2\sigma$ она приобретает даже двугорбую форму (см. рис. 3). Расчет по формуле (2) показывает также, что при $\gamma < 0,5$ (т. е. в зоне ускоренной жидкости) мода распределения смещается вправо, в область положительных значений u' , а при $\gamma > 0,5$ (т. е. в зоне замедленной

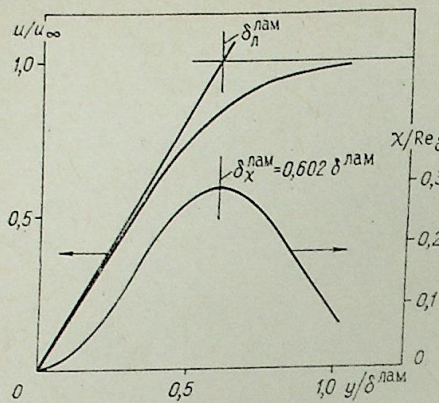


Рис. 4. Распределение параметра Роуза по толщине ламинарного пограничного слоя.

жидкости) — влево, в область отрицательных значений u' , подобно тому, что мы наблюдаем в опытах (см. рис. 1, б). Таким образом, отмеченные особенности в распределении A и E в окрестности границы вязкого подслоя (см. рис. 1, а) могут свидетельствовать о том, что толщина подслоя δ_{τ} соответствует средней границе раздела между двумя зонами течения, реально существующими в пристеночной области пограничного слоя, отличающимися друг от друга осредненной скоростью течения в них.

2. Рассмотрим теперь вопрос о границе вязкого подслоя с точки зрения устойчивости пристеночного течения в пограничном слое. Предположим, что в пристеночной области турбулентного пограничного слоя на небольших участках обтекаемой поверхности периодически развивается до некоторой критической толщины, а затем разрушается элементарный ламинарный слой [11].

Будем считать, что явления выбросов замедленной жидкости из пристеночной области течения во внешнюю часть пограничного слоя происходят в результате перехода этих элементарных ламинарных слоев в турбулентное состояние, и, следовательно, в этой области течения должны соблюдаться закономерности, свойственные процессу перехода обычного ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

Анализируя характер течения в этой области, воспользуемся предложенным Роузом [12] параметром устойчивости ламинарного течения $\chi = \frac{y^2 du/dy}{\nu}$, который удобен тем, что может быть определен непосредственно по измеренному профилю осредненной скорости в пограничном слое. В ламинарном пограничном слое толщиной $\delta_{\text{лам}}$ параметр χ обращается в нуль на стенке и на внешней границе пограничного слоя (рис. 4). Максимальное значение χ достигается на некотором расстоянии от стенки $\delta_{\chi}^{\text{лам}} \approx 0,6\delta_{\text{лам}}$, где имеет место минимальная устойчивость ламинарного течения к случайным возмущениям скорости. Это подтверждается опытами [13, 14], в которых наблюдались первые признаки появления турбулентных зон (пятен Эммонса) в ламинарном пограничном слое при $y \approx 0,6\delta_{\text{лам}}$.

Расчет значений χ с использованием опытных профилей осредненной скорости вблизи стенки в турбулентном пограничном слое показал, что значение δ_{χ} и толщина подслоя δ_{τ} приблизительно равны ($\delta_{\chi}/\delta_{\tau} \approx 1,15$) в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса, при этом значение

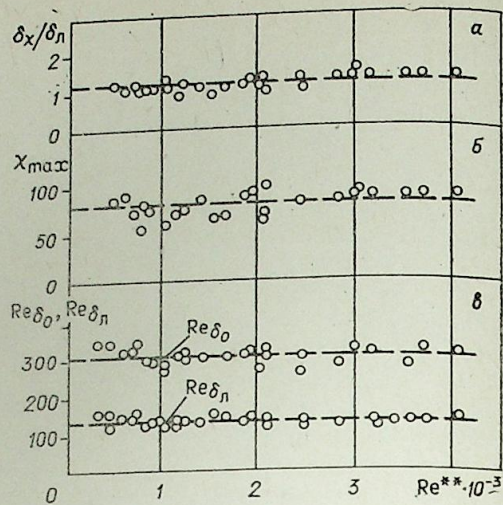


Рис. 5. Зависимость параметров χ , $\delta_{\chi}/\delta_{\text{лам}}$ и числа Рейнольдса, рассчитанного по толщине зоны квазиламинарного течения в турбулентном пограничном слое, от числа Re^{**} .

параметра $\chi_{\text{max}} \approx 80$ практически не зависит от числа Re^{**} (рис. 5). Это указывает на то, что область условной (по Никурадзе) границы подслоя в двухслойной схеме турбулентного пограничного слоя следует рассматривать как зону, где имеет место наиболее интенсивное порождение турбулентности.

Интересно отметить, что положение максимума параметра χ в ламинарном пограничном слое ($\delta_{\chi}^{\text{лам}} = 0,6\delta_{\text{лам}}$) совпадает с координатой точки пересечения прямой $u/u_{\infty} = 1,632y/\delta_{\text{лам}}$, соответствующей начальному наклону профиля скорости в ламинарном пограничном слое вблизи стенки ($du/dy = \tau_w/\mu$), с прямой $u/u_{\infty} = 1$, соответствующей равномерному профилю скорости вне пограничного слоя (см. рис. 4). Если учесть, что толщина подслоя δ_{τ} в турбулентном пограничном слое тоже определяется как точка пересечения линейного распределения скорости вблизи стенки ($\bar{u} = \frac{\tau_w}{\mu}y$) со степенным или логарифмическим законом распределения скорости в турбулентном ядре слоя (которое можно считать внешним по отношению к течению в вязком подслое), то толщину $\delta_{\tau}^{\text{лам}}$ в ламинарном пограничном слое можно рассматривать как аналог толщины подслоя δ_{τ} в турбулентном пограничном слое. Используя эту аналогию течения вблизи стенки в турбулентном пограничном слое с обычным ламинарным пограничным слоем, оценим толщину δ_0 элементарного ламинарного слоя в турбулентном пограничном слое как $\delta_0 = \delta_{\tau}/0,6$. Такое же соотношение между δ_{τ} и δ_0 получается, если δ_0 определить как толщину обычного ламинарного слоя, в котором реализуется то же значение поверхностного трения, что и в реальном турбулентном пограничном слое [11].

Для определения толщины подслоя δ_{τ} в турбулентном пограничном слое в зависимости от числа Рейнольдса можно рекомендовать следующее эмпирическое соотношение [10]:

$$\delta_{\tau}/\delta^{**} = 125(Re^{**})^{-0,89} \text{ при } 300 < Re^{**} < 4000. \quad (3)$$

Из (3) следует вывод о независимости безразмерного коэффициента пропорциональности α в формуле (1) от числа Re^{**} . Действительно, принимая во внимание, что

$$\frac{\delta_{\tau}}{\delta^{**}} = \frac{u_* \delta_{\tau}}{\nu} \cdot \frac{\nu}{u_{\infty} \delta^{**}} \cdot \frac{u_{\infty}}{u_*} = \frac{\alpha}{Re^{**} \sqrt{C_f/2}}, \quad (4)$$

а также учитывая, что $C_f \sim Re^{** -0,24}$ (см. [11]), из соотношений (3) и (4) получаем $\alpha \approx \text{const}$.

Таким образом, анализ показывает следующее:

1. В пристеночной зоне турбулентного пограничного слоя можно выделить область (толщиной δ_0), течение в которой носит в среднем ламинарный характер с выполнением основных закономерностей, свойственных обычному ламинарному пограничному слою.

2. Толщину подслоя δ_{τ} в турбулентном пограничном слое можно рассматривать как некоторый характерный размер этой области, пропорциональный толщине δ_0 ($\delta_{\tau} \approx 0,6\delta_0$). При этом физический смысл толщины δ_{τ} состоит в том, что, как и $\delta_{\tau}^{\text{лам}}$ в ламинарном пограничном слое, она соответствует средней границе между пристеночной зоной, в которой профиль скорости определяется величиной касательного напряжения на стенке ($\bar{u} = \frac{\tau_w}{\mu}y$), и зоной турбулентного ядра пограничного слоя, которая является внешней по отношению к этой пристеночной зоне. Профиль скорости во внешней зоне является степенным или логарифмическим, в отличие от обычного ламинарного слоя, где внешней зоной служит потенциальный поток с постоянным профилем скорости $u = u_{\infty}$.

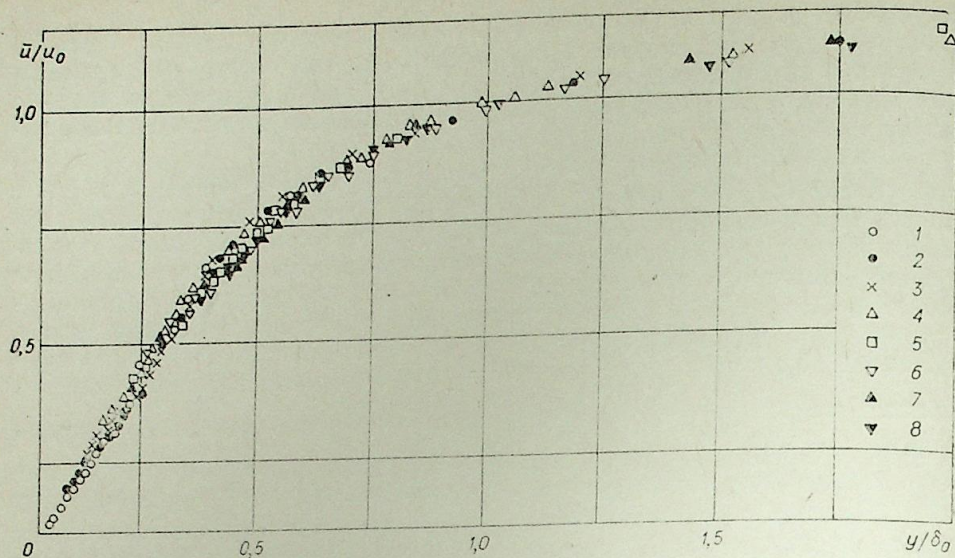


Рис. 6. Опытное распределение осредненной скорости течения в пристеночной зоне турбулентного пограничного слоя.

$Re^{**} = 780$ (1), 1234 (2), 1665 (3), 2087 (4), 2466 (5), 2842 (6), 3018 (7), 3204 (8).

Отметим, что экспериментально определенное число Рейнольдса, рассчитанное как по толщине δ_0 «ламинарной» области течения ($Re_{\delta_0} = \frac{u_0 \delta_0}{\nu} \approx 300$), так и по толщине $\delta_{\text{л}}$ подслоя ($Re_{\delta_{\text{л}}} = \frac{u_{\text{л}} \delta_{\text{л}}}{\nu} \approx 130$) не зависит от числа Re^{**} (см. рис. 5, в). Это дает основание считать, что область ламинарного течения вблизи стенки находится в состоянии непрерывного перехода в турбулентное состояние, т. е. ламинарное течение, достигнув определенной критической толщины, разрушается, после чего начинает вновь развиваться до такой же толщины и т. д., при этом число Re_{δ_0} (или $Re_{\delta_{\text{л}}}$) определяет эту среднюю критическую толщину квазиламинарного слоя.

Весьма важно, что профили осредненной скорости в пристеночной области турбулентного пограничного слоя, построенные в координатах $u/u_{\text{л}} = f(y/\delta_{\text{л}})$, являются подобными в широком диапазоне чисел Re^{**} (рис. 6). Если к тому же учесть, что $Re_{\delta_{\text{л}}} = \text{const}$, то нетрудно показать, что все эти профили скорости должны описываться единой кривой в универсальных координатах $u/u_* = f(yu_*/\nu)$. Таким образом, рассмотренная схема течения в турбулентном пограничном слое, в которой предполагается квазиламинарный характер течения в пристеночной зоне, имеющей толщину, определяемую критическим числом Рейнольдса ламинарного течения, позволяет независимым путем подтвердить существование закона стенки в пристеночной области турбулентного пограничного слоя.

Итак, анализ, проведенный выше с двух разных точек зрения, позволяет с большой определенностью утверждать, что течение в пристеночной области турбулентного пограничного слоя можно рассматривать как состоящее из двух зон, в которых скорость течения отличается на некоторую величину Δu , при этом механизм течения в этих зонах имеет разную природу. Можно предположить, что течение в зоне, примыкающей к стенке, носит в среднем ламинарный характер, а толщина зоны определяется критическим числом Рейнольдса с учетом повышенного уровня возмущений, проникающих в пристеночную зону из внешней области течения. Среднее положение границы между двумя зонами течения соответствует толщине вязкого подслоя $\delta_{\text{л}}$, а изменяющееся во вре-

мени мгновенное положение этой границы обуславливает перемежаемый характер течения в окрестности $y \approx \delta_{\text{л}}$. В этом случае находят объяснение наличие максимума пульсаций скорости и особенности статистических характеристик течения в области границы вязкого подслоя.

Поступила в редакцию
22/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Reichardt H. Die Grundlagen des turbulenten Wärmeüberganges.— Arch. ges. Wärmetech., 1951, Bd 2.
2. Lin C. S., Moulton R. W., Putman G. L. Mass transfer between solid wall and fluid streams.— Ind. Eng. Chem., 1953, v. 45.
3. Deissler R. G. Analysis of turbulent heat transfer, mass transfer and friction in smooth tubes at high Prandtl and Schmidt numbers.— NACA Rep., 1955, N 1210.
4. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow.— NACA Rep., 1954, N 1174.
5. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient.— NACA Rep., 1955, N 1247.
6. Schubauer G. B. Turbulent processes as observed in boundary layer and pipe.— J. Appl. Phys., 1954, v. 25, N 2.
7. Kline S. J., Reynolds W. C., Schraub F. A., Runstadler P. W. The structure of turbulent boundary layers.— J. Fluid. Mech., 1967, v. 30, pt. 4.
8. Corino E. R., Brodkey R. S. A visual investigation of wall region in turbulent flow.— J. Fluid Mech., 1969, v. 37, pt. 1.
9. Grass A. J. Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries.— J. Fluid Mech., 1971, v. 50, pt. 2.
10. Реник Е. У., Соседко Ю. П., Троица Н. С. Исследование структуры течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя.— В кн.: Пристенное турбулентное течение. Тр. XVIII сиб. теплофизического семинара, ч. II. Новосибирск, 1976.
11. Реник Е. У., Соседко Ю. П. Исследование прерывистой структуры течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя.— В кн.: Турбулентные течения. М.: Наука, 1974.
12. Rouse H. A general stability index for flow near plane boundaries.— J. Aeron. Sci., 1945, v. 12, N 4.
13. Klebanoff P. S., Tidstrom K. D., Sargent L. M. The three — dimensional nature of boundary layer instability.— J. Fluid Mech., 1962, v. 12, pt. 1.
14. Kovaszny L. S. G., Komoda H., Vasudeva B. R. Detailed flow field in transition.— Proc. of the 1962 Heat Transfer and Fluid Mech. Institute, Stanford, 1962.

В. И. МЕРКУЛОВ

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ
КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ

Колебание башенных конструкций круглого поперечного сечения (дымовых труб, телевизионных вышек) обычно объясняют резонансным действием вихрей Кармана, которые появляются в поперечном воздушном потоке [1, 2]. Однако возникает вопрос о причинах таких колебаний, когда собственные частоты конструкции заметно отличаются от частот вихрей Кармана. Механизм этих колебаний может быть понят, если привлечь к объяснению силы Магнуса, появляющиеся при вращении цилиндра. При рассмотрении низкочастотных колебаний цилиндра хорошо оправдал себя квазистационарный подход, при котором предполагается, что характер обтекания и аэродинамические коэффициенты в каждый момент времени являются такими же, как и в установившемся потоке. Такой подход позволяет определять аэродинамические коэффициенты по стационарным экспериментам, заменив периодическое вращение вектора скорости постоянным вращением цилиндра.

Поперечному обтеканию вращающегося цилиндра посвящено много исследований, обзор большинства из них дан в работе [3]. Наибольший интерес представляют результаты определения силы при малой скорости вращения цилиндра. Как показали эксперименты, возникающая боковая сила имеет отрицательный знак, если положительный приписать силе Магнуса. В работе [4] область малых скоростей цилиндра подвергалась подробному исследованию, которое проводилось при малой турбулентности потока. Это позволило Н. М. Бычкову и В. М. Коваленко уточнить результаты других исследователей и открыть новый качественный эффект — гистерезисную зависимость поперечной силы от величины окружающей скорости.

На рисунке по оси ординат отложен коэффициент поперечной силы как функция относительной скорости вращения цилиндра. Чтобы понять, какое отношение имеют силы, возникающие на вращающемся цилиндре, рассмотрим треугольник скоростей для движущегося поперек потока цилиндра.

Угол набегающего потока будет равняться

$$\alpha = \arctg\left(\frac{\partial u}{\partial t} / U_\infty\right) \approx \frac{1}{U_\infty} \cdot \frac{\partial u}{\partial t},$$

где $u(z, t)$ — величина поперечного смещения цилиндра, которая может зависеть от продольной координаты z , U_∞ — скорость потока.

Угловая скорость поворота вектора скорости равна производной

$$\omega = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{U_\infty} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}.$$

Если через $R(z)$ обозначить радиус цилиндра, то относительная скорость поворота направления потока определяется формулой

$$\varepsilon = \frac{R}{U_\infty^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}.$$

Сделаем два предположения. Во-первых, будем считать, что вращение вектора скорости набегающего потока приводит к появлению такой же силы Магнуса, как и вращение цилиндра в потоке постоянного направления. Следовательно, примем допущение, что интересующие нас силы можно определять в подвижной, связанной с цилиндром, системе координат. Для малых скоростей колебания цилиндра такое предположение справедливо с погрешностью второго порядка малости.

Во-вторых, будем считать аэродинамические силы, возникающие на колеблющемся цилиндре в каждый момент времени, такими, как они определяются в стационарном потоке. Такое предположение обычно применяется при расчете нестационарного обтекания колеблющихся крыльев и, как показал опыт, хорошо оправдывается для низких частот колебаний крыльев.

Учитывая эти предположения для определения сил Магнуса, обратимся к экспериментальным исследованиям Н. М. Бычкова и В. М. Коваленко. На рисунке приведен коэффициент силы Магнуса, как функция относительной скорости вращения цилиндра. Как будет видно из дальнейшего изложения, амплитуда колебания цилиндра не зависит от вида этой функции и полностью определяется площадью петли гистерезиса.

Сила Магнуса, приходящаяся на единицу длины цилиндра, равняется

$$f = c_y(\varepsilon) \rho U_\infty^2 R, \quad (1)$$

где ρ — плотность набегающего потока, U_∞ — скорость, R — радиус цилиндра.

Рассмотрим упругие колебания цилиндра. Свободные колебания упругого цилиндрического стержня полностью определяются собственной функцией $Z_n(z)$ и соответствующей собственной частотой ω_n . При этом цилиндр может представлять собой провод электрической линии или заводскую трубу. Формы колебаний и частоты у них будут, естественно, разными. Вынужденные колебания цилиндра можно искать в ряд по собственным функциям с неизвестными коэффициентами, зависящими

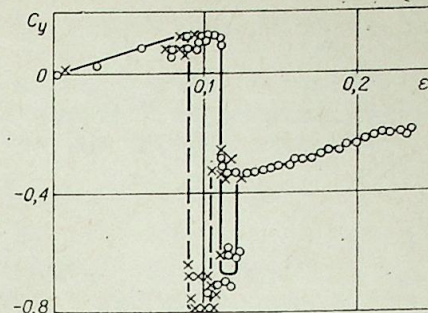
от времени $u(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) Z_n(z)$.

Обычная процедура метода Галеркина позволяет получить в самом общем случае следующие дифференциальные уравнения для коэффициентов a_n :

$$\frac{d^2 a_n}{dt^2} + \beta \frac{da_n}{dt} + \omega_n a_n = b_n, \quad (2)$$

где $b_n(t) = \frac{1}{M_n} \int_0^l f(z, t) Z_n(z) dz$, $M_n = \int_0^l m(z) Z_n(z) dz$, $\beta_n = \mu l / M_n$. Здесь l — длина цилиндра, μ — коэффициент демпфирования, обусловленный аэродинамическим и внутренним рассеиванием энергии, приходящимся на единицу длины цилиндра, а $m(z)$ — распределение массы.

Ниже мы ограничимся рассмотрением случая, когда подводимая за один период энергия возбуждения значительно меньше внутренней энергии упругих колебаний. При этом вынужденные колебания будут осуществляться на частоте и форме свободных колебаний. Это позволит рассматривать вынужденные колебания на каждой частоте независимо



Коэффициент $c_y(\varepsilon)$ при числе $Re_\alpha = 5,3 \cdot 10^5$.

от других частот и искать перемещение в виде одного члена $u(z, t) = a(t)Z(z)$, где $Z(z)$ какая-либо собственная функция.

Относительную скорость вращения цилиндра можно выразить через неизвестную амплитуду $a(t)$

$$\varepsilon(z, t) = \frac{RZ}{U_\infty^2} \cdot \frac{d^2 a}{dt^2}.$$

При сделанных выше допущениях с точностью до величин второго порядка малости последней формуле можно придать следующий вид:

$$\varepsilon(z, t) = -\frac{RZ\omega^2}{U_\infty^2} a(t). \quad (3)$$

Теперь мы можем записать правую часть уравнения (2), используя (1) и (3),

$$b(t) = \rho \int_0^l U_\infty^2 Z R c_v(\varepsilon) dz, \quad (4)$$

где U_∞ , Z и R — известные функции аргумента z , а c_v определяется по рисунку.

Умножим уравнение (2) на производную da/dt и проинтегрируем результат умножения на периоде $T = 2\pi/\omega$. В результате получим

$$W(T) - W(0) = -\beta \int_0^T \left(\frac{da}{dt}\right)^2 dt + \frac{\rho}{M} \int_0^l U_\infty^2 Z R dz \int_0^T c_v(\varepsilon) \frac{da}{dt} dt. \quad (5)$$

Здесь $W = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{da}{dt}\right)^2 + \omega^2 a^2 \right]$ — энергия системы. Последний интеграл, входящий в формулу (5), можно преобразовать следующим образом:

$$\int_0^l U_\infty^2 Z R dz \int_0^T c_v(\varepsilon) \frac{da}{dt} dt = - \int_0^l \frac{U_\infty^4}{\omega^2} dz \int_0^T c_v(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Условием существования стационарных колебаний, при которых $W(T) = W(0)$, будет являться равенство

$$\beta \int_0^T \left(\frac{da}{dt}\right)^2 dt = \frac{\rho S}{\omega^2 M} \int_0^l U_\infty^4(z) dz, \quad (6)$$

где через $S = \int_0^T c_v(\varepsilon) d\varepsilon$ обозначена площадь петли гистерезиса функции $c_v(\varepsilon)$.

В соответствии с принятыми условиями можно положить $a(t) = A \sin \omega t$, тогда $\int_0^T \left(\frac{da}{dt}\right)^2 dt = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 T = A^2 \omega \pi$.

Отсюда найдем амплитуду колебаний

$$A = \left[\frac{\rho S}{\omega^3 \pi \mu l} \int_0^l U_\infty^4(z) dz \right]^{1/2}.$$

В типичном случае $U_\infty = \text{const}$, эта формула несколько упрощается

$$A = \frac{U_\infty^2}{\omega^2} \left[\frac{\rho S \omega}{\pi \mu} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Площадь петли гистерезиса S зависит от числа Рейнольдса и достигает максимального значения при $Re = 4 \cdot 10^3$, когда S можно принять равным $25 \cdot 10^{-3}$.

Тогда амплитуда колебаний будет определяться так:

$$A = 0,09 \frac{U_\infty^2}{\omega^2} \sqrt{\frac{\rho \omega}{\mu}}.$$

Из формулы (7) следует, что амплитуда резонансных колебаний не зависит от формы, которая определяется собственной функцией $Z(z)$ и весьма чувствительна к частоте собственных колебаний ω . Что касается диаметра цилиндра, то он входит косвенно через число Рейнольдса, от которого зависит величина S .

Для случая $U_\infty = 2$ м/с, $\omega = 2\pi$ 1/с, $\mu = 0,01$ кг/м·с получим $A = 0,25$ м.

Институт теоретической и прикладной
механики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
22/IX 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Ден-Гарторг Дж. Механические колебания/Пер. с англ. М.: Физматгиз, 1960.
2. Беспрозванная И. М., Соколова Г., Фомин Г. М. Воздействие ветра на высокие сплошностенчатые сооружения. М.: Стройиздат, 1976.
3. Свенсон В. М. Эффект Магнуса: обзор результатов исследования. Техническая механика, 1961, № 3.
4. Бычков П. М., Коваленко В. М. Аэродинамические силы на вращающемся гладком цилиндре в поперечном потоке.—Изв. СО АН СССР, 1980, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Б. А. УРЮКОВ

ОДНОМЕРНАЯ ТЕОРИЯ ВАКУУМНОЙ ДУГИ
В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В последние годы интерес к вакуумным дугам возрос в связи со все расширяющейся областью их применения, например в устройствах для нанесения износостойких, коррозионноустойчивых и упрочняющих покрытий. Тем не менее не полностью выясненными остаются вопросы, связанные с наиболее важными технологическими параметрами продуктов эрозии катодов в вакуумных дугах, такими, как, например, скорость эрозии катода, энергия разлетающихся частиц, доля поперечного тока. Работы [1—3 и др.] внесли определенную ясность в понимание некоторых особенностей вакуумных дуг. Так, для объяснения наблюдаемых значений энергии частиц, разлетающихся из эродирующих катодов, Г. А. Любимовым предложен механизм, заключающийся в гидродинамической природе процесса. Оценочные расчеты, проведенные им на основе интегральных законов сохранения [2], показали неплохую сходимость с экспериментальными данными. Однако к этим расчетам пришлось привлекать экспериментальные данные, например по величине падения напряжения в дуге, которую на основе интегральных соотношений определить невозможно. В связи с этим возникает необходимость более детального расчета свойств катодных струй в вакууме.

Известно [1], что концентрация частиц в прикатодной области велика: $n \sim 10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, что соответствует давлению $(1 \div 100) \cdot 10^5 \text{ Па}$ при температуре $\sim 1 \text{ эВ}$. Следовательно, в некоторой окрестности катодного пятна движение продуктов эрозии должно подчиняться закономерностям сплошной среды. Размеры этой области, назовем ее гидродинамической, определяются предельной величиной числа Кнудсена $\text{Kn} = l/L$, где l — длина свободного пробега частицы; L — линейный масштаб системы. При адиабатическом стационарном сферическом разлете частиц их концентрация изменяется приблизительно пропорционально r^{-2} (r — текущий радиус сферы), а масштаб системы пропорционален r . Следовательно, число Кнудсена растет пропорционально r . Оценивая длину свободного пробега только по прямым соударениям (это дает наибольшую величину l), получаем, что на $r = r_0$ при $n_0 \sim 10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ $l \sim 10^{-3} \div 10^{-5} \text{ мм}$. При $r_0 \sim 1 \text{ мм}$ (порядок радиуса катодного пятна для $I \sim 10^2 \text{ А}$, $j_k \sim 10^5 \text{ А/см}^2$) получаем $\text{Kn} \sim 10^{-3} - 10^{-5}$. Если считать [4], что предельное значение $\text{Kn} \sim 10^{-2}$, то протяженность гидродинамической области течения составляет $r \sim 10 \div 10^3 \text{ мм}$. В этот диапазон укладываются большинство разрядов, используемых на практике. При этом следует учитывать, что оценки велись по наибольшей длине свободного пробега молекул, а также замечание в [4] о том, что закономерности сплошной среды можно распространять вплоть до $\text{Kn} \sim 10^{-1}$. Кроме того, тот факт, что расчеты в [2] на основе гидродинамического механизма разлета частиц дали хорошее согласие с опытом, также подтверждает возможность применения методов сплошной среды к вакуумной дуге.

В работе [5] описана усовершенствованная модель дуги, которая, по-видимому, переусложнена. Авторы [5] рассматривали плазму в двух-

температурном приближении, по, как можно оценить на основе соотношений [6], температурная неравновесность в случае вакуумных дуг (в гидродинамической области) не превышает 1%. Вместе с тем такого рода усложнения едва ли необходимы на данном этапе теории, поскольку такие важные параметры струи, как катодное падение и расход пара, задаются из экспериментов. Следует также отметить, что в теории [5] имеется свободный параметр — угол раскрытия струи, позволяющий корректировать результаты расчетов.

В данной работе дана гидродинамическая теория вакуумной дуги в одномерном равновесном приближении. Считается, что частицы продуктов эрозии материала катода движутся по прямолинейным радиальным траекториям в секторе сферы с полууглом θ^* . Величину θ^* можно оценить, предполагая, что реальный поток массы подчиняется некоторому закону $\rho v = \rho_m v_m f(\theta)$, где индекс m отвечает условиям в центре полусферы разлета. Приравнивая расход эффективному расходу с $\rho v \equiv \rho_m v_m$,

заключенному в секторе с полууглом θ^* , находим $\cos \theta^* = 1 - \int_0^{\pi/2} f(\theta) \times \sin \theta d\theta$, при $f = \cos \theta$, $\theta^* = \pi/3$.

Уравнениями, описывающими свойства дуги в данном приближении, будут (индекс m опускаем):
условие постоянства расхода

$$G = 2\pi a \rho v r^2 = \text{const}; \quad a = 1 - \cos \theta^*; \quad (1)$$

уравнение движения

$$\rho v \frac{dv}{dr} + \frac{dp}{dr} = 0; \quad (2)$$

уравнение энергии

$$\rho v \frac{dH}{dr} = jE, \quad (3)$$

где $H = h + v^2/2$; h — энтальпия; E — напряженность электрического поля;

закон Ома

$$j = \sigma E; \quad (4)$$

уравнение состояния, которое примем в простейшем виде

$$p = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \rho h; \quad \kappa = c_p/c_v = \text{const}; \quad (5)$$

условие постоянства силы тока

$$I = 2\pi a j r^2 = \text{const}. \quad (6)$$

Одним из граничных условий может служить задание полной энтальпии $H = H_0$ на радиусе $r = r_0$, отвечающем размеру катодного пятна $r_0^2 = I/2\pi a j_k$ при заданной плотности тока на катоде j_k . О втором граничном условии будет сказано далее.

Введем безразмерные параметры: $x = r/r_0$; $\bar{H} = H/H_0$; $\bar{\sigma} = \sigma/\sigma_0$; $\lambda = \sqrt{(\kappa + 1)v^2/2(\kappa - 1)H}$, (λ — приведенная скорость, или коэффициент скорости [4]). В результате уравнения (2)–(6) можно свести к двум дифференциальным уравнениям

$$\frac{d\bar{H}}{dx} = \frac{2T(1)^{1+m}}{Kx^{2\bar{\sigma}}}, \quad (7)$$

$$\frac{d}{dx} \sqrt{\bar{H}z}(\lambda) = \sqrt{\bar{H}} \frac{T(\lambda)}{\lambda} \cdot \frac{2}{x}, \quad (8)$$

где $z(\lambda) = \lambda + 1/\lambda$; $T(\lambda) = 1 - \lambda(\kappa - 1)/(\kappa + 1)$ — газодинамические функции [4]; $K = 4\pi a T(1)^{1+m} \sigma_0 G r_0 H_0 / I^2$.

Данную задачу можно рассматривать как развитие известного [7] решения для сферического адиабатического источника. В случае $\bar{H} = \text{const}$

решение (8) имеет вид

$$\left(\frac{x+1}{2}\right)^{1/(x-1)} \lambda T(\lambda)^{1/(x-1)} x^2 = 1 \quad (9)$$

и существует только при $x \geq 1$. В точке $x = 1$ скорость равна скорости звука ($\lambda = 1$). При $x > 1$ течение сверхзвуковое, если истечение происходит в вакуум, при $x = 1$ газ скачком переходит в заторможенное состояние.

Минимальный радиус источника определится из условия постоянства расхода

$$r_0^2 = \left(\frac{x+1}{2}\right)^{1/(x-1)} G/2\pi a_{*0} \rho_0, \quad (10)$$

где ρ_0 — плотность заторможенного газа; a_{*0} — критическая скорость звука в заторможенном состоянии $a_{*0}^2 = 2 \frac{x-1}{x+1} H_0$. Если r_0 задано, то уравнение (10) определяет плотность (или давление) торможения.

Для оценки электропроводности примем, что продукты эрозии катода полностью однократно ионизованы [3], поэтому в лоренцовском приближении [8] $\sigma = \frac{1,51 \cdot 10^{-2}}{\ln \Lambda} T^{3/2}$.

Величина $\Lambda \approx 6$ для рассматриваемых начальных условий [8], поэтому, пренебрегая изменением $\ln \Lambda$, получим $\sigma = 0,84 \cdot 10^{-2} T^{3/2}$.

Следовательно, $\bar{\sigma} = [\bar{H}T(\lambda)]^m$; $\sigma_0 = 0,84 \cdot 10^{-2} T_0^m$; $m = 3/2$, где T_0 — температура торможения газа на катоде, σ имеет размерность Ом · м⁻¹.

Второе граничное условие, требуемое для решения уравнений (7), (8), находим следующим образом. Точка $x = 1$ отвечает минимальному сечению «сопла», в котором движется плазма, поэтому, казалось бы, здесь следует положить скорость, равную скорости звука ($\lambda = 1$). Однако известно [4], что при подводе тепла к потоку газа в сверхзвуковом сопле звуковое сечение не совпадает с минимальным, а смещается в сторону расширяющейся части сопла. Поэтому точка $\lambda = 1$ достигается при $x > 1$, а ее местоположение $x = x_*$ получим из условия монотонного роста λ в окрестности $x = x_*$. Полагая здесь $\lambda = 1 + b\Delta x$, где $\Delta x = x - x_*$, и подставляя в (8), учитывая (7), находим соотношения для x_* и b . При этом следует принять во внимание, что под знаком производной необходимо иметь разложение функций вплоть до Δx^2 . Однако оказывается, что нет необходимости брать разложение λ до Δx^2 , так как $z(\lambda) = 1 + b^2 \Delta x^2 + O(\Delta x^3)$. В результате находим

$$x_* = (K\bar{H}_*)^{-(1+m)}, \quad (11)$$

$$\frac{bx_*}{T(1)} = \left\{ \frac{1}{4} [m(x-1) + x]^2 + 2(m+1) + \frac{x+1}{2} \right\}^{1/2} - \frac{1}{2} [m(x-1) + x]. \quad (12)$$

При $x = 5/3$ и $m = 3/2$ получаем $bx_* = 1,136$.

Важным следствием условия перехода через скорость звука (11) является автомодельность течения по параметру K . Действительно, если ввести новые переменные $\eta = x/x_*$; $\chi = \bar{H}/\bar{H}_*$, то на основании (11) уравнения (7), (8) примут универсальный вид, не зависящий от K , с универсальными граничными условиями

$$\frac{dx}{d\eta} = \frac{2T(1)^{1+m}}{\eta^2 [\chi T(\lambda)]^m}, \quad (13)$$

$$\frac{d}{d\eta} \sqrt{\chi z(\lambda)} = \sqrt{\chi} \frac{T(\lambda)}{\lambda} \cdot \frac{2}{\eta}. \quad (14)$$

При $\eta = 1$, $\chi = 1$, $\lambda = 1$ из (12) $d\lambda/d\eta = bx_*$. Интегрирование уравнений (13), (14) следует вести в обе стороны от $\eta = 1$. Конец счета в

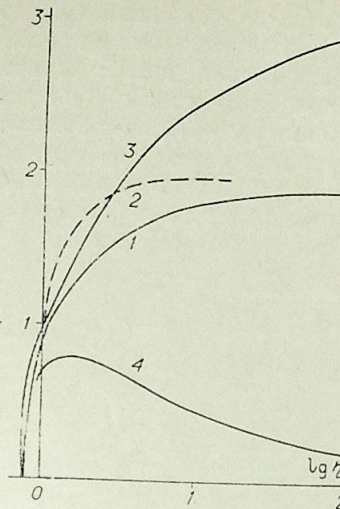


Рис. 1. Распределение расчетных характеристик вакуумных дуг по длине. 1 — λ ; 2 — λ при адиабатическом расширении; 3 — χ ; 4 — $\chi T(\lambda)$.

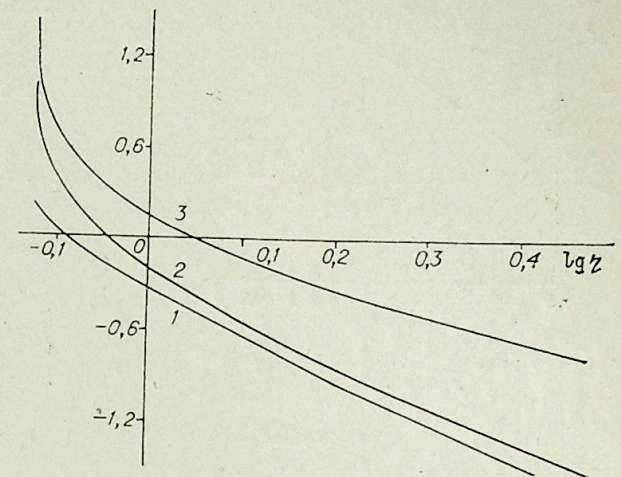


Рис. 2. Распределение расчетных характеристик вакуумных дуг по длине. 1 — $\lg p/p^0$; 2 — $\lg \rho/\rho^0$; 3 — $\lg E/E^0$.

дозвуковой области найдется из условия (11). Поскольку при $x = 1$, $\eta = 1/x_*$, $\chi = 1/\bar{H}_*$, то значения x_* , H_* определяются из пересечения интегральной кривой $\chi = \chi(\eta)$ с линией

$$\chi = (K/\eta)^{1/(1+m)}. \quad (15)$$

На рис. 1 показаны зависимости λ и χ от η , а также функция $\chi T(\lambda)$, пропорциональная h . Сравнение с изменением λ при адиабатическом расширении (рис. 1, 2, уравнение (9)) показывает, что λ в сверхзвуковой области дуги растет значительно медленнее, что связано, очевидно, с подводом тепла. Эту разницу хорошо подчеркивает сравнение соответствующих значений числа M , связанного с λ соотношением [4] $M^2 = \frac{2}{x+1} \lambda^2 / \left(1 - \frac{x-1}{x+1} \lambda^2\right)$.

На расстоянии $\eta \approx 10^2$ в дуге $M \approx 6,4$, а при адиабатическом расширении $M \approx 54$. В дозвуковой области стремление χ и λ к нулю происходит в конечной точке $\eta = \eta_0$, которая равна $\eta_0 = 0,7465$ ($m = 3/2$, $x = 5/2$). Конечная величина предельного значения $x_{*max} = 1/\eta_0$ не должна удивлять, поскольку при $K \rightarrow 0$ вследствие $I \rightarrow \infty$ значение $r_0 \rightarrow \infty$, а следовательно, и $r_* \rightarrow \infty$. Изменение $\chi T(\lambda)$ немонотонно: в сверхзвуковой зоне в точке $\eta \approx 1,4$ имеется максимум. Сравнение $\chi T(\lambda)$ с $T(\lambda)$ при адиабатическом расширении показывает, что их различие существенно (в 200 раз) при $\eta \approx 10^2$. Из уравнения энергии следует, что напряжение на дуге равно

$$U = \int_{r_0}^r E dr = \frac{G}{I} (H - H_0), \quad (16)$$

поэтому вид функции $\chi(\eta)$ отражает и поведение напряжения по длине. На рис. 2 приведены графики p/p^0 , ρ/ρ^0 , E/E^0 , где $\rho^0 = G/2\pi a_{*0}^2 x_*^2 \times \sqrt{2 \frac{x-1}{x+1} H_* T(1)^{1/(x-1)}}$; $p^0 = \frac{x-1}{x} \rho^0 H_*$; $E^0 = j_K/\sigma_0 x_*^2 \bar{H}_*$.

Эти величины отличаются от плотности и давления торможения ρ_0 , p_0 и напряженности E_0 в точке $r = r_0$, которые равны

$$\rho_0 = G/2\pi a_{*0}^2 \sqrt{2 \frac{x-1}{x+1} H_0 \lambda_0 T(\lambda_0)^{1/(x-1)}}; \quad p_0 = \frac{x-1}{x} \rho_0 H_0; \quad E_0 = j_K/\sigma_0 T(\lambda_0)^m.$$

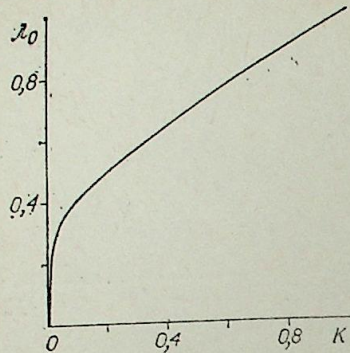


Рис. 3. Зависимость λ_0 от комплекса K .

На рис. 3 представлена зависимость λ_0 от K , полученная в результате решения уравнения (15) в дозвуковой области. Величина x_* , как показали расчеты, в диапазоне $0 < K < 0,5$ хорошо описывается соотношением

$$x_* = (\eta_0 + 0,3K)^{-1}. \quad (18)$$

При $0,5 < K \leq 1$ можно пользоваться соотношением $x_* = (0,7930 + 0,2070K)^{-1}$, хотя и более приближенным, нежели (18). При $K \geq 1$ значение $x_* \equiv 1$. Это связано с тем, что в нашем случае в точке $r = r_0$ происходит скачкообразный переход от заторможенного состояния к движению, аналогично упоминавшейся выше задаче об адиабатическом сферическом источнике. Если в малой окрестности r_0 искусственно ввести плавное изменение площади сечения «сопла», в котором течет газ, до минимального его значения в точке r_0 , то переход к $x_* = 1$ будет осуществляться плавно при неограниченном возрастании K .

Для расчета напряжения на дуге разобьем дугу на два участка: дозвуковой (g) и сверхзвуковой (c). В дозвуковой зоне в соответствии с (16) имеем

$$U_d = \frac{GH_0}{I} (\bar{H}_* - 1).$$

В сверхзвуковой области воспользуемся приближенной зависимостью (17), распространив ее на всю сверхзвуковую область. При этом в распределении E наблюдается скачок в точке перехода, который сказывается лишь на небольшом участке до $\eta \approx 3$, а в конечном результате — в небольшой поправке главным образом при больших K . Для более корректного расчета можно воспользоваться более точной формулой для E , в которой скачка на $\eta = 1$ не будет $\frac{E}{E^0} = \frac{0,8185}{\eta^{1,424}} + \frac{0,3562}{\eta^3}$. Используя эту формулу, получаем $U_c = r_* E^0 \frac{c}{n-1} \left(1 - \frac{1}{\eta^{n-1}}\right)$, где c — коэффициент, n — модуль показателя степени в зависимости (17). Подставляя выражение для \bar{H}_* , K , E^0 , находим

$$U = U_d + U_c = \frac{I}{2\pi a \sigma_0 r_0} \left[\frac{1}{\alpha x_*^{1/(1+m)}} \left(1 - \frac{1}{\bar{H}_*}\right) + \frac{c}{n-1} \cdot \frac{1}{x_* \bar{H}_*^m} \left(1 - \frac{1}{\eta^{n-1}}\right) \right], \quad (19)$$

где $\alpha = 2T(1)^{1+m}$.

Видно, что напряжение на дуге не возрастает неограниченно с ростом r , а стремится к предельному значению, причем при больших токах (малых K) основной вклад в напряжение вносит дозвуковая зона.

Скорость плазмы можно найти из определения λ , в котором величина H выражается с помощью уравнений (16), (19). Поскольку напря-

Расчетные свойства вакуумных дуг

Материал	A	$X \cdot 10^7$, кг/Кл	$j_K \cdot 10^{-9}$, А/м ²	$K \cdot 10^2$	r_0 , мм	$T_0 \cdot 10^{-3}$, К
Cu	63,54	1,20	5,00	1,72	0,0798	13,6
Ni	58,71	1,00	0,30 * 0,44	7,01 4,96	0,548 0,269	13,3
Zn	65,37	2,70	0,020 * 1,70	22,2 10,3	1,26 0,137	16,3
C	12,01	0,17	0,037 * 0,021	69,5 51,1	0,564 1,26	19,6

Материал	x_*	\bar{H}_*	λ_0	U, В	$v \cdot 10^{-3}$, м/с	$\frac{p_0 \cdot 10^{-17}}{\text{см}^{-3}}$
Cu	1,33	51,9	0,294	26,0	21,0	16,8
Ni	1,30	12,8	0,400	3,84	8,54	0,753
	1,31	18,09	0,369	8,26	13,2	0,743
Zn	1,23	4,15	0,568	1,77	6,70	0,0220
	1,29	8,80	0,431	12,7	10,2	8,08
C	1,05	1,41	0,674	2,04	4,08	0,304
	1,11	1,88	0,720	1,57	15,9	0,0214

* Расчет из [5].

жение на дуге ограничено, то ограниченной оказывается и скорость.

Для проведения конкретных расчетов в рамках данной теории необходимо знать такие величины, как G , a , H_0 , j_K . Кроме того, чтобы определить полное значение падения напряжения между электродами, следует знать и приэлектродные падения напряжения. Если последние величины в настоящее время известны относительно точно [1], то о таких характеристиках вакуумных дуг, как расход пара G и, в особенности, плотность тока на катоде j_K и начальная энтальпия (или температура) H_0 , сведения явно недостаточны.

В данных расчетах принимался ряд допущений. Считалось, что величины j_K , удельная эрозия $X = G/I$, H_0 являются характеристиками материала катода. Величина H_0 рассчитывалась в соответствии с предложением Бейда и Йоса $kT_0 = 0,15eU_d$.

Удельная эрозия принималась средней между экспериментальными данными [1] и [3], плотность тока на катоде — из [1] и из расчетов [5]. Считалось также, что разлет частиц пара происходит по закону косинуса, поэтому $a = 0,5$. В таблице приведены результаты расчета некоторых параметров вакуумных дуг в парах Cu, Ni, Zn, которые рассчитывались в [5], и графита для силы тока $I = 100$ А. Под величинами U и v понимаются их предельные значения при $\eta \rightarrow \infty$. Учет конечной величины η для дуг длиной более 1 см дает незначительную поправку к предельным значениям. Сравнение с [5] показывает, что основную погрешность в расчеты вносит недостоверность значения j_K . Если принять j_K из экспериментальных данных, собранных в [1], которые получены в основном методом автографа, то наблюдается слишком большое расхождение с экспериментом. Вместе с тем расчетные значения j_K из [5] дают более близкое согласие с опытом, что свидетельствует о достаточной правильности теории катодных процессов, развитой Г. А. Любимовым и др. Отметим, что расчетные значения j_K на порядок ниже, чем экспериментально полученные методом автографа.

Одним из интересных результатов данной теории, по-видимому, может являться то, что на основе полученных соотношений можно составить некоторые критериальные комплексы, в которых описывается тот или иной процесс в вакуумной дуге. Например, на основании (19) можно

В. А. ДОСТОВАЛОВ, Б. А. УРЮКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ
ИСКУССТВЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА СВОЙСТВА
КОРОТКОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

Решение задачи повышения теплосодержания плазмы электрической дуги важно для многих отраслей использования электродуговых плазмотронов и устройств [1]. Вследствие ограничений, накладываемых требованием небольшой эрозии электродов, увеличение теплосодержания осуществляется в основном путем повышения напряженности электрического поля с помощью разного рода внешних воздействий. В работе [1] указаны некоторые из них и отмечена возможность влияния на свойства дуги характера течения. Результаты исследования достаточно длинной (0,1 м) электрической дуги, горящей в искусственно турбулизированной затопленной струе, приведены в [2]. При этом отмечено заметное влияние турбулентности на падение напряжения на дуге, которое уменьшалось с уменьшением степени турбулентности и ростом силы тока.

В данной работе исследована возможность влияния искусственной турбулентности на свойства короткой дуги, характерной для сварочной технологии.

Рассмотрим схему течения при горении электрической дуги в затопленной струе (рис. 1). Она в определенной мере аналогична схеме течения газа в плазмотроне [1], но отличается от нее тем, что следует учитывать наличие турбулентного следа за электродом. В данном случае можно различить три характерные зоны (см. рис. 1): зона *AB* — начальная — на дугу воздействует только след за электродом; зона *BC* — переходная — граница теплового слоя дуги входит в турбулентную область струи; зона *CD* — основная — дуга горит в полностью турбулентном потоке.

Оценки показывают, что дуга, исследованная в [2], значительной своей частью находилась в полностью турбулентной зоне струи (в отсутствие турбулизаторов).

Для того чтобы газодинамическим путем воздействовать на напряженность электрического поля короткой дуги с длиной, примерно равной

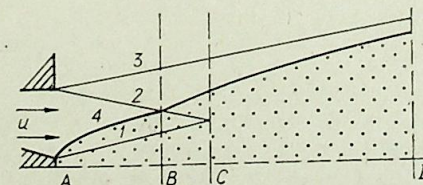


Рис. 1. Схема течения в свободной струе при наличии электрической дуги.

Граница: 1 — следа за электродом; 2 — потенциального ядра; 3 — турбулентной струи; 4 — теплового слоя.

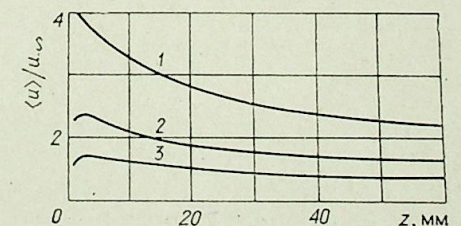


Рис. 2. Расчетные значения скорости в приэлектродной струе.

1 — $I=40$ А; 2 — $I=60$ А; 3 — $I=100$ А; $u_{\infty}=15$ м/с.

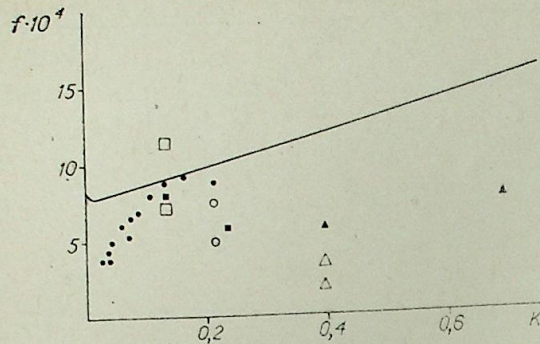


Рис. 4. Сравнение расчетной критерияльной зависимости $f(K)$ с экспериментальными.

● — Cu, ▲ — Zn, ■ — Ni по измеренному напряжению; ○ — Cu, △ — Zn, □ — Ni по измеренной скорости.

говорить о существовании зависимости

$$\frac{UU_i^{3/2}}{\sqrt{Ij_K}} = f(K), \quad (20)$$

поскольку \bar{H}_* в основном зависит от величины K , которая выражается в виде

$$K = 3,79 \cdot 10^{10} \frac{XU_i^{5/2}}{A\sqrt{Ij_K}},$$

где X — кг/Кл; U_i — В; I — А; j_K — А/м²; A — атомный вес. Причем при достаточно больших токах, как видно из (19), функция $f(K)$ должна быть близкой к постоянной. Из уравнения (20) следует, что вольт-амперная характеристика вакуумной дуги возрастающая, что подтверждается экспериментом (см. данные в [1]). Из (20) и (16) следует, что предельная скорость плазмы (при больших токах) описывается соотношением, аналогичным (20), $\frac{v^2 U_i^{3/2} X}{2\sqrt{Ij_K}} = f(K)$.

Обработка имеющихся данных [1] показывает (рис. 4), что теоретическое решение дает в основном завышенные величины напряжения и скорости, но экспериментальные точки, по-видимому, группируются около общей линии, хотя ее зависимость от K выяснить пока невозможно из-за недостаточности комплексных экспериментальных сведений о требуемых характеристиках дуг.

Институт сверхтвёрдых материалов АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию
16/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970.
2. Любимов Г. А. Динамика катодных струй. — В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск: Наука, 1977.
3. Кимблин С. У. Эрозия электродов и ионизационные процессы в приэлектродных областях вакуумных дуг и при атмосферном давлении. Там же.
4. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.
5. Зекцер М. П., Любимов Г. А. Теоретическое исследование высокоскоростных потоков плазмы, истекающих из катодного пятна вакуумной дуги. — ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 1.
6. Фиксельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961.
7. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. М.—Л.: ГИТТЛ, 1948.
8. Саттон Дм., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М.: Мир, 1968.

длине начального участка, необходимо создать турбулентность, начиная непосредственно у электрода. При этом необходимо учитывать, что на начальном участке дуги существует область ускорения потока за счет перепада электромагнитного давления.

Если электромагнитный импульс невелик, то он не будет сказываться на характеристиках следа за электродом. Если же импульс достаточно велик, то тормозящий след может вообще исчезнуть и появится так называемая приэлектродная струя. Течение в районе приэлектродной струи вследствие подсоса и, следовательно, приэлектродная струя может являться инструментом ослабления турбулентности.

Прирост скорости в приэлектродной струе можно оценить на основании результатов [3, 4]. Изменение суммарного импульса струи за счет магнитного сжатия имеет вид

$$\int_0^{\delta} \rho u (u - u_{\infty}) r dr = \frac{\mu_e I^2}{8\pi^2} \ln \frac{\delta}{\delta_0}, \quad (1)$$

где δ , δ_0 — текущий и начальный размеры теплового слоя дуги; u_{∞} — скорость в свободном потоке. Заменяя значения ρ , u средними $\langle \rho \rangle$, $\langle u \rangle$, получим

$$\langle u \rangle = \frac{1}{2} \left(u_{\infty} + \sqrt{u_{\infty}^2 + \frac{\mu_e I^2}{\pi^2 \langle \rho \rangle \delta^2} \ln \frac{\delta}{\delta_0}} \right). \quad (2)$$

Для приближенных оценок используем выражение для δ , полученное в [1] без учета магнитного ускорения

$$\bar{\delta} = 2,82 \xi^{0,315}; \quad \bar{\delta} = \frac{2\pi\delta}{I} \sqrt{\frac{\lambda_{\infty} h_{\infty} \sigma_0}{c_{p\infty}}}; \quad \xi = \frac{4\pi\sigma_0 \lambda_{\infty}^2 h_{\infty}}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_{p\infty}^2} \cdot \frac{z}{I^2}, \quad (3)$$

где следует заменить z на $z + z_0$, если z отсчитывается от среза электрода; z_0 определяется по известному значению δ_0 :

$$\bar{\delta}_0 = 2,82 \xi_0^{0,315}; \quad \bar{\delta}_0 = \frac{2\pi\delta_0}{I} \sqrt{\frac{\lambda_{\infty} h_{\infty} \sigma_0}{c_{p\infty}}}; \quad \xi_0 = \frac{4\pi\sigma_0 \lambda_{\infty}^2 h_{\infty}}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_{p\infty}^2} \cdot \frac{z_0}{I^2}. \quad (4)$$

В качестве δ_0 можно принять радиус среза электрода, а величину $\langle \rho \rangle$ вычислить из соотношения

$$\frac{1}{\langle \rho \rangle} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_m} + \frac{1}{\rho_{\infty}} \right), \quad (5)$$

которое получается из осреднения величины $1/\rho$, приближенно пропорциональной h , при замене профиля h квадратным полиномом в пределах теплового слоя. Значение ρ_m (на оси) оценивается из соотношения [1]

$$\frac{h_m}{h_{\infty}} = 1 + 17,6 \xi^{-0,146}. \quad (6)$$

Следовательно,

$$\frac{1}{\langle \rho \rangle} \approx \frac{1}{\rho_{\infty}} (1 + 8,8 \xi^{-0,146}). \quad (7)$$

На рис. 2 приведены расчетные значения $\langle u \rangle / u_{\infty}$ для условий, близких к проведенным исследованиям. Видно, что при низких токах (~ 40 А) прирост скорости невелик, а при относительно больших токах (~ 100 А) приэлектродная струя может оказывать существенное влияние на динамику потока. Отметим, что по порядку величины данные рис. 2 отвечают измерениям [2].

Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 3. Исследовались возможности получения струй разной степени турбулентности при помощи сменных сопловых насадок (турбули-

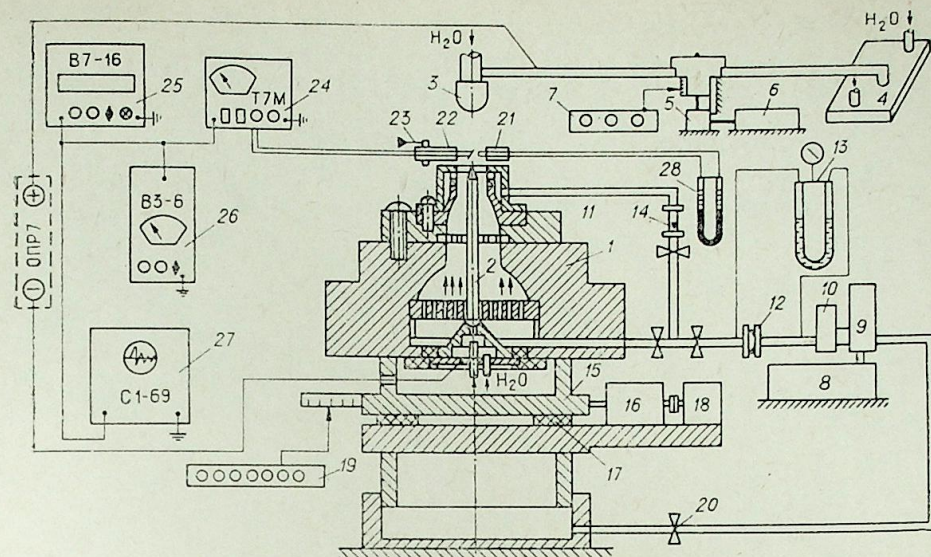


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

заторов) с различными турбулизирующими элементами для создания пульсаций потока. Насадки устанавливались на концевой части форкамеры 1. Она выполнена в виде сопла Виташинского с выходным диаметром $2R_c = 30$ мм. Уровень турбулентности струи на выходе из камеры в пределах потенциального ядра струи не превышал 4% в диапазоне скоростей 5—60 м/с. Катод 2, установленный на оси форкамеры, представлял собой медную водоохлаждаемую трубку диаметром 12 мм с впрессованной в конической торце гафниевой вставкой диаметром 2 мм.

Анодом являлась либо медная водоохлаждаемая трубка 3 с полусферическим торцом диаметром 15 мм, либо медная водоохлаждаемая пластина 4 толщиной 15 мм. Перемещение анода производилось через редуктор 5 электродвигателем 6, управляемым с пульта, и фиксировалось блоком индикации 7. Рабочий газ (воздух) подавался от компрессора 8 через ресивер 9, осушитель 10 и регулировочные краны по магистралям в форкамеру и сопловой насадке 11. Измерение общего расхода воздуха осуществлялось нормальной шайбой 12 с помощью дифманометра 13. Расход газа в магистрали радиального вдува измерялся расходомером 14. Ошибка в измерении расхода воздуха не превышала 3—5%. Горизонтальное перемещение форкамеры с сопловым насадком, закрепленной на платформе 15, производилось через редуктор 16, по цилиндрическим направляющим 17 мотором 18 на длину до 50 мм со скоростью 0,2—0,4 мм/с и регистрировалось блоком индикации 19. В вертикальном направлении установка перемещалась с помощью пневмопривода 20. Питание дуги осуществлялось от источника постоянного тока с напряжением холостого хода 160 В и повышенной крутизной внешней вольт-амперной характеристики. Ток дуги регулировался с помощью тиристорной схемы от 10 до 150 А.

Схемы исследованных турбулизаторов показаны на рис. 4. В основании сопловых насадок с конфузурной проточной частью (диаметр среза сопла 20 мм) помещались сменные турбулизирующие элементы в виде фторпластовых шайб толщиной 2 мм с эллиптическими отверстиями условного диаметра 3 мм (турбулизатор № 1) и 5 мм (турбулизатор № 2). Кроме того, использовался метод активного воздействия на уровень турбулентности с помощью турбулизатора № 3, который представлял собой трехлопастное устройство, смонтированное в сопловой насадке, со скоростью вращения лопастей до 7000 об/мин. При максимальном

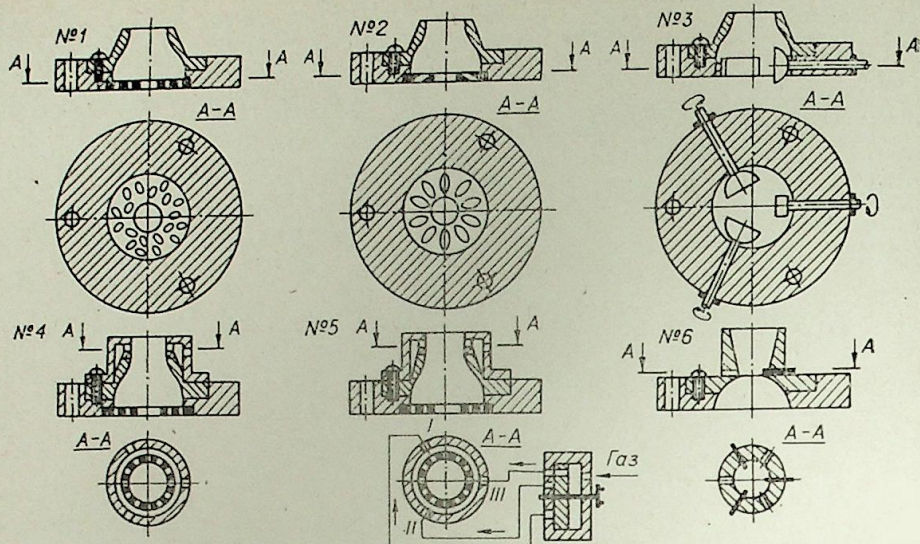


Рис. 4. Конструкция исследованных турбулизаторов.

перекрытии потока лопастями проточное сечение составляло 20% от полного сечения канала.

На турбулизаторах № 4 и 5 исследовалась возможность получения высокой турбулентности за счет соударения струй, движущихся в осевом и радиальном направлениях. Радиальный вдув осуществлялся через 12 отверстий диаметром 4 мм. Турбулизатор № 5 отличался от турбулизатора № 4 тем, что газ подавался в него импульсами с частотой 3 Гц.

Турбулизатор № 6 представлял собой диффузор с выходным диаметром 30 мм и в наиболее узком сечении — 20 мм. В узком сечении диффузора устанавливались шесть выдвижных штифтов диаметром 2 мм и на поверхности была таким образом создана искусственная шероховатость высотой 1 мм. Катод во всех случаях оканчивался на уровне среза сопла. Схема измерений показана на рис. 3.

Измерения скоростного напора осуществлялись на основании данных [5] пневмометрическими трубками 21 диаметром 0,3 мм на расстояниях от среза сопла $z = 1,15; 30; 40; 50; 60$ мм. Отверстия отбора статического и полного давлений находились на расстоянии 1 мм друг от друга.

Погрешность в определении координаты трубок не превышала 0,5 мм по длине и 0,2 мм по радиусу струи. Измерение профиля скоростного напора производилось с шагом 1 мм по радиусу струи. Давление измерялось наклонным дифманометром 28.

Интенсивность турбулентности измерялась термоанемометром постоянной температуры Т7М 24 с одноточечным датчиком 22, устанавливаемым под разными углами к оси потока с помощью вариатора 23. Средняя скорость потока измерялась электронным вольтметром В7-16 25, среднеквадратичные пульсации скорости — вольтметром ВЗ-6 26. Настройка термоанемометра, наблюдение динамики пульсаций производились на осциллографе

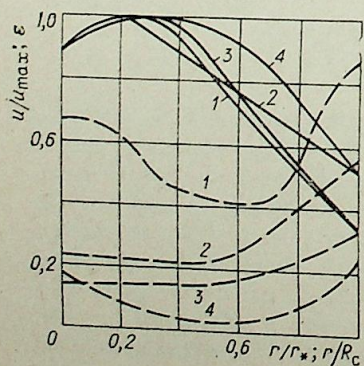


Рис. 5. Профили относительной скорости и степени турбулентности. Турбулизатор № 5: 1 — $z = 1$ мм; 2 — $z = 15$; 3 — $z = 30$; 4 — $z = 1$ мм (ламинаризирующая сетка); — — — скорость, - - - - степень турбулентности.

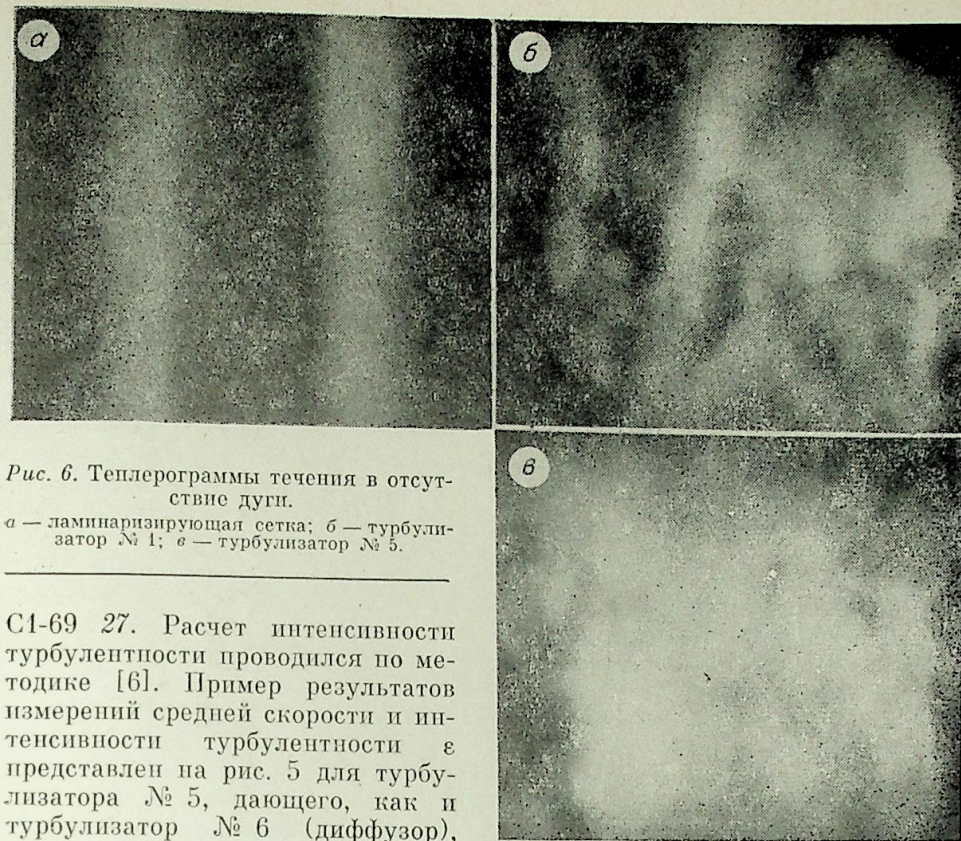


Рис. 6. Термограммы течения в отсутствие дуги.

а — ламинаризирующая сетка; б — турбулизатор № 1; в — турбулизатор № 5.

С1-69 27. Расчет интенсивности турбулентности проводился по методике [6]. Пример результатов измерений средней скорости и интенсивности турбулентности ϵ представлен на рис. 5 для турбулизатора № 5, дающего, как и турбулизатор № 6 (диффузор), наивысшие значения ϵ .

Профили скорости представлены в виде

$$\frac{u}{u_{\max}} = f\left(\frac{r}{r_*}\right), \quad (8)$$

где u_{\max} — максимальная скорость в данном сечении струи (необязательно на оси); r_* — расстояние от оси струи, на котором скорость вдвое меньше максимальной. Степень турбулентности представлена в функции от r/R_c . Видно, что имеющийся вначале небольшой провал в профиле скорости на оси струи быстро исчезает. Профили скорости на большей части сечения практически совпадают и имеют вид, обычный для турбулентных струй. Степень турбулентности, достигающая вначале 60%, быстро спадает до уровня 15—20%. Здесь следует отметить, что, согласно методике [6], значения степени турбулентности, измеренные термоанемометром, выше 20% являются неверными, поэтому указание значений $\epsilon > 20\%$ следует понимать как оценку величины турбулентности, а не ее точное значение. На рис. 5 для сравнения приведены профиль скорости и распределение на расстоянии 1 мм от сопла для случая конфузора с установленной вместо турбулизирующего элемента ламинаризирующей сеткой. Профиль скорости в этом случае сказывается более заполненным, а уровень турбулентности, кроме границ струи и области следа за катодом — отвечающим ламинарному течению. Поведение струи в турбулизаторе № 6 (диффузоре) характеризуется сильным провалом скорости на большей части приосевой области и уровнем турбулентности, аналогичным измеренному турбулизатором № 5. На остальных турбулизаторах не удается получить степени турбулентности выше 20% даже вблизи среза сопла. Поведение профилей скорости по длине струи при турбулизаторах № 1, 2, 4 аналогично рис. 5, т. е. наблюдается достаточно быстрое исчезновение провала вблизи оси и приближение формы профиля к обычной, характерной для турбулентных струй. Следует отметить,

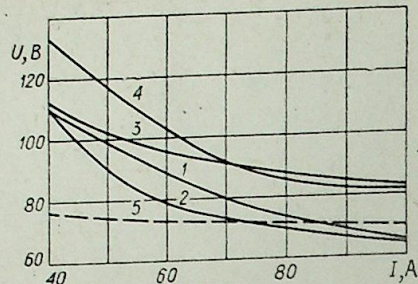


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики дуги при различных турбулизаторах.
1 — турбулизатор № 1; 2 — турбулизатор № 4; 3 — конфузор без турбулизатора; 4 — турбулизатор № 5; 5 — расчет $G=3,16$ г/с.

что возмущения течения в случае, когда в конфузорном турбулизаторе отсутствовал турбулизирующий элемент, более значительны, чем при турбулизаторах № 1, 2, 4. Турбулизатор № 3 дает значительный по площади струи провал скорости вблизи среза сопла и уровень турбулентности около 20% практически по всему сечению струи. На рис. 6 представлены теплерограммы течения для случая ламинарного (конфузор с сеткой) и турбулентных (при турбулизаторах № 1 и 5) потоков. Видно, что турбулизатор № 1 создает турбулентные образования небольшого масштаба, а турбулизатор № 5 — возмущения потока большого объема, что и приводит к значительной степени турбулентности.

На рис. 7 показано поведение напряжения на относительно короткой, длиной 30 мм, дуге при одинаковом суммарном расходе в зависимости от силы тока и вида турбулизатора. Видно, что наибольший прирост напряжения наблюдается при установке турбулизатора № 5 и конфузора без турбулизирующего элемента, которые дают наибольшие значения степени турбулентности. Характерно, что прирост сохраняется и при достаточно больших токах ~ 100 А. Это означает, что образование даже достаточно интенсивной прикатодной струи не может значительно ослабить влияние сильной турбулентности на теплоперенос в дуге.

Теплерограммы, приведенные на рис. 8, показывают влияние различной турбулентности на характер поведения дуги и теплового слоя при существенно разных степенях турбулентности потока. В случае турбулизатора № 1 хорошо просматривается практически прямой столб дуги

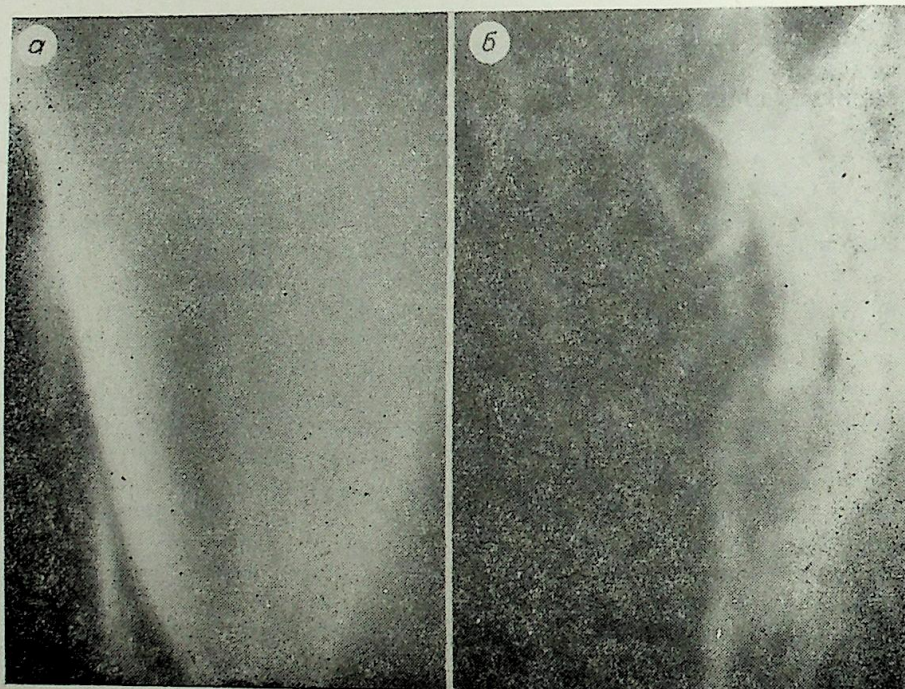
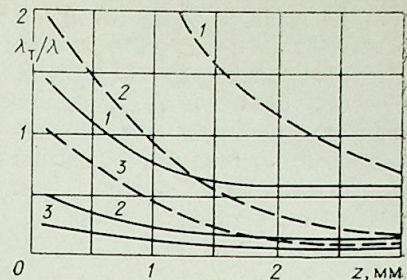


Рис. 8. Теплерограммы дуги при различных турбулизаторах.
а — турбулизатор № 1; б — турбулизатор № 5, $G=3,16$ г/с; $I=80$ А.

Рис. 9. Изменение расчетных значений λ_{τ}/λ по длине дуги.
1 — $T=4000$ К; 2 — $T=6000$ К; 3 — $T=8000$ К. — турбулизатор № 1; — — — турбулизатор № 5.



и рассеяние излучения происходит лишь на границе теплового слоя дуги, где имеется большой градиент плотности. При турбулизаторе № 5 в идентичных условиях горения дуги (и съемки) дуга имеет изогнутую и расщепленную форму; рассеяние излучения происходит во всем объеме теплового слоя, который заполнен турбулентными образованиями со значительными локальными градиентами плотности.

На рис. 7 вместе с экспериментальными показаны расчетные данные для напряжения, полученные на основе формулы [1]

$$\frac{IE}{2\pi} \frac{c_{p\infty}}{\lambda_{\infty} h_{\infty}} = 13,7\zeta^{-0,322}, \quad (9)$$

(E — напряженность электрического поля) с учетом начальной толщины теплового слоя по формуле (4). При расчете ζ вместо u_{∞} принималось значение $\langle u \rangle$, осредненное по длине дуги (см. рис. 2). Сумма приэлектродных напряжений оценивалась методом сближения электродов и составляла 15 В. Видно, что при больших токах (80—100 А) расчетные данные практически совпадают с экспериментальными на турбулизаторах № 1, 4. Отклонение их от расчета в области малых токов, по-видимому, можно трактовать как проявление влияния турбулентности, которое не может погаситься прикатодной струей малой интенсивности.

Найдем выражение для турбулентной теплопроводности в рассматриваемых условиях. Турбулентный тепловой поток определяется соотношением

$$q_{\tau} = -\overline{\rho v' h'}, \quad (10)$$

где штрих обозначает пульсации, вектор — осреднение. В случае, когда весь поток турбулизован достаточно равномерно, можно положить $v' \approx \epsilon u$. Для пульсации энтальпии примем обычное диффузное соотношение $h' \approx l(\partial h/\partial r)$. В работе [7] для плазменных течений предложено использовать соотношение $l=0,1L$, где L — масштаб турбулентной области. Это согласуется и с расчетами [8] для турбулентной плазмы низкого давления. На начальном участке турбулизованной струи в качестве масштаба можно принять $L=R_c$, где R_c — радиус сопла, поскольку изменение границ турбулентной струи здесь невелико. В результате для турбулентного аналога коэффициента теплопроводности получается соотношение

$$\lambda_{\tau} = 0,1\epsilon \rho c_p R_c. \quad (11)$$

На рис. 9 показано изменение величины λ_{τ}/λ по длине струи в зависимости от температуры данной точки дуговой зоны для турбулизаторов № 1 и 5.

Коэффициент молекулярной теплопроводности λ рассчитывался по данным [9] для воздуха. В качестве характерной величины ϵ было использовано ее экспериментальное значение при холодных продувках. Скорость u рассчитывалась с учетом влияния ускорения в прикатодной струе по формулам (2)—(7), причем для u_{∞} принималось экспериментальное значение скорости на оси при холодных продувках. Видно, что уже на расстояниях $z > 20$ —30 мм вклад турбулентной теплопроводности практически одинаков при различных турбулизаторах. Таким образом, в длинных дугах следует ожидать слабую зависимость напряжения от способа создания турбулентности. Заметный вклад турбулентной теп-

лопроводности ($\lambda_r/\lambda \geq 0,5$) осуществляется в периферийных зонах дуги ($T \leq 6000$ K), где реализуются максимальные градиенты температуры и, следовательно, осуществляется наибольший теплоотвод от дуги. В этой области (кривые 1, 2) различия между коэффициентами турбулентной теплопроводности для разных турбулизаторов при коротких дугах оказываются большими (в несколько раз). Это, очевидно, и является причиной отмеченного выше (см. рис. 7) различия в напряжениях на дуге при разных турбулизаторах.

Результаты работы показывают, что искусственная турбулентность может заметно влиять на электрические характеристики коротких дуг вследствие существенного увеличения переноса тепла в турбулентном потоке.

Дальневосточный политехнический институт им. В. В. Куйбышева, Владивосток,
Институт сверхтвердых материалов АН УССР, Киев

Поступила в редакцию 3/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975.
2. Васильковская А. С., Лягушкин В. П. Экспериментальное исследование горения электрической дуги в затопленной струе газа при изменении начальной турбулентности потока.— В кн.: Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 1. Новосибирск, 1980.
3. Лебедев А. Д., Урюков Б. А. Теоретические и экспериментальные исследования электрической дуги в свободной струе.— В кн.: Теория электрической дуги в условиях теплообмена. Новосибирск: Наука, 1977.
4. Энгельшт В. С., Жеенбаев Ж. Электрическая дуга в приближении ламинарного магнитогазодинамического слоя.— Там же.
5. Чистяков С. Ф., Радун Д. В. Теплотехнические измерения и приборы. М.: Высшая школа, 1972.
6. Повх И. Л., Штопка Д. Ф., Шкредов В. М., Еремин Г. П. Термоанемометр постоянной температуры. Вып. 1. Донецк, 1975.
7. Суонссон, Ройдт. Численные решения уравнения пограничного слоя для дуги, горящей в SF_6 .— ТИИЭР, 1971, т. 59, № 4.
8. Кадомцев Б. Б. Турбулентность плазмы.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964.
9. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М.: Наука, 1973.

УДК 537.523.5

А. М. ЗИМНН, Н. П. КОЗЛОВ, В. П. ХВЕСЮК, Б. Д. ЦЫДЬШОВ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ
ПРОЦЕССОВ НА АКТИВИРОВАННЫХ КАТОДАХ

Введение. В качестве материалов для катодов плазменных устройств широко применяются тугоплавкие металлы, легированные различными добавками [1]. Активирование катода присадками ThO_2 , La_2O_3 , Y_2O_3 и т. д. уменьшает работу выхода электронов, что повышает эмиссионную способность электрода. Это позволяет значительно снизить температуру рабочей поверхности катода при тех же разрядных токах, что благотворно сказывается на эрозионной стойкости электрода. Однако при длительной работе происходит обеднение рабочей поверхности присадкой, сопровождающееся увеличением работы выхода, температуры и, как следствие, эрозии электрода. Поэтому для нахождения оптимальных условий работы катода с целью увеличения его работоспособности необходимо детально исследовать динамику этих процессов во время работы электрода.

В работах, посвященных исследованию работоспособности электродов [2—4], приводятся данные по эрозии, усредненной по всему времени работы катода. При этом тепловой поток, температура катода и другие характеристики измерялись лишь в начальный момент работы и в дальнейшем считались постоянными. Авторами работ [5, 6] изучалась динамика лишь эрозии электрода в процессе длительной работы, временные зависимости других характеристик катодных процессов не исследовались. Измерение работы выхода в цитируемых работах не проводилось.

Постановка задачи. Настоящая статья посвящена изучению динамики основных интегральных характеристик катодных явлений, таких как эмиссионные свойства, температура, тепловой поток и эрозия электрода в процессе его длительной работы. Одновременная фиксация перечисленных параметров позволяет получить достаточно полную картину состояния активированного катода в любой момент времени.

Целями работы являлись выявление влияния внешних условий и режим работы электрода на динамику интегральных параметров, а также оптимизация рабочего режима катода для получения максимального ресурса.

Экспериментальный стенд и условия эксперимента. Исследования проводились на экспериментальном стенде, оснащенном комплексом измерительной аппаратуры (рис. 1). В эксперименте использовались электроды из торированного вольфрама марки ВТ-15 диаметром 4 мм, длиной 20 мм. В охлаждаемой водой камере с наполнением аргона или криптона между анодом из чистого вольфрама ($d = 10$ мм, $L = 25$ мм) и катодом инициировалась свободно горящая дуга. Рабочее давление варьировалось в пределах 20—760 тор.

Основная серия экспериментов проводилась в среде Ag в диапазоне давлений 20—100 тор. При этих давлениях наблюдается интенсивный износ электрода, связанный с быстрым выходом присадки. Поэтому в достаточно короткий промежуток времени все характеристики исследуемых процессов сильно меняются. Кроме того, в этом диапазоне давле-

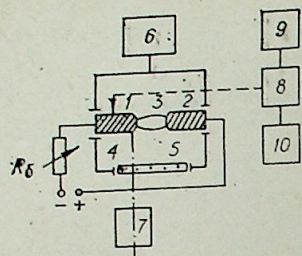


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — катод; 2 — анод; 3 — дуга; 4 — вакуумная камера; 5 — кварцевое окно; 6 — система вакуумирования и выпуска газа; 7 — оптический микропирометр; 8 — установка для измерения работы выхода; 9 — звуковой генератор; 10 — осциллограф.

ний вкладом излучения плазмы в погрешность определения температуры электрода оптическими методами можно пренебречь [7].

Методы измерений. При определении тепловых потоков в электрод применялся метод калориметрирования. Для измерений использовались термопары типа хромель — конпель, показания которых регистрировались с помощью потенциометра КСП-4. Массовый расход воды измерялся ротаметром РС-3. При этом расход выбирался таким образом, чтобы разность температур на входе и выходе трактов была не менее 20 К, что обеспечивало точность метода не хуже 8%.

В эксперименте профиль температуры электрода измерялся с шагом 1 мм вдоль всей длины вылета катода из держателя. Для этого использовался оптический микропирометр ОМП-054 с пространственным разрешением 0,1 мм. Погрешность измерения складывалась из инструментальной погрешности микропирометра, погрешностей перехода от измеренных яркостных температур к истинным и учета излучения плазмы. В условиях эксперимента погрешность составляла около 2%.

Работа выхода электронов ϕ измерялась также по всей длине вылета катода с шагом 1 мм методом контактной разности потенциалов и определялась по формуле $\phi = \phi_{\text{эт}} \pm eV_{\text{к}}$, где $\phi_{\text{эт}}$ — работа выхода эталонного электрода; $V_{\text{к}}$ — контактная разность потенциалов. Погрешность измерения $\Delta\phi$ не превышала величину $\pm 0,015$ эВ. Для измерений использовалась установка, предложенная в [8].

Эрозия электрода определялась методом взвешивания на аналитических весах типа ВЛА-200-М. Погрешность измерения эрозии составляла менее 3%.

Методика проведения эксперимента. Измерения проводились следующим образом. Методом контактной разности потенциалов определялось начальное распределение работы выхода по длине электрода. Затем в процессе работы катода через определенный промежуток времени (15–60 мин) измерялись профиль температуры, размер опорного пятна дуги и тепловой поток в электрод. После этого отключался ток, катод снимался с держателя и определялись новое распределение ϕ по длине электрода и его удельная эрозия. Циклы повторялись до суммарного времени $t \geq 20$ ч на каждом токовом режиме в диапазоне 20–150 А.

Основные результаты и их обсуждение. Тепловой поток в катод. Как было указано выше, в эксперименте проводилось измерение теплового потока Q , уносимого охлаждающей жидкостью. С точки зрения исследования физики процессов гораздо более важной характеристикой воздействия разряда на электрод является поток $Q_{\text{п}}$ через зону привязки разряда. Однако надежное экспериментальное определение $Q_{\text{п}}$ связано с измерением всех основных составляющих энергобаланса на электроде [2, 3]. В данной работе экспериментально определялась лишь величина Q , а остальные члены энергобаланса — расчетным путем из решения общей системы уравнений для катодных процессов [9].

Исследования показали, что во всем диапазоне режимов тепловой поток Q с течением времени работы электрода монотонно возрастает. Скорость роста dQ/dt и прирост $\Delta Q(t)$ существенно зависят от тока разряда и давления в камере. Рис. 2 иллюстрирует зависимость функции $Q(t)$ от давления плазмообразующего газа p при токе разряда $I = 50$ А. С увеличением p интенсивный рост $Q(t)$ наблюдается лишь в первые часы работы, а затем скорость увеличения теплового потока заметно уменьшается. При меньших давлениях изменение dQ/dt в про-

цессе работы значительно менее заметно, поэтому абсолютный прирост ΔQ за суммарное время испытаний существенно выше. Для давления $p = 20$ тор тепловой поток за 20 ч работы возрастает примерно в 1,5 раза. Отмеченное поведение $Q(p)$ объясняется сильной зависимостью скорости испарения присадки от давления окружающей среды, приводящей к быстрому возрастанию работы выхода электронов из катода. При уменьшении тока дуги (для $p = \text{const}$) наблюдается возрастание величины dQ/dt . Например, при давлении $p = 100$ тор для тока $I = 20$ А тепловой поток за 20 ч работы возрос примерно в 2,4 раза. Такая зависимость $Q(I)$ связана с увеличением температуры и ее градиента в области привязки разряда при уменьшении тока.

Температурное поле катода. Возрастание тепловых потоков в катод в процессе его работы приводит к существенному увеличению уровня температур на всей поверхности электрода. Наибольший прирост температуры наблюдается в месте контакта дуги с катодом. Это особенно проявляется в первые часы работы электрода. Например, на рабочем торце температура при $I = 50$ А (рис. 3) за начальные 2 ч возрастает примерно на 400 градусов. Это приводит к существенной перестройке профиля температуры вблизи опорного пятна. Перепад температуры на участке длиной 1 мм у рабочего торца увеличивается до ~900 градусов. После 4 ч работы электрода температура на рабочем торце устанавливается на уровне 3200 градусов и в дальнейшем изменяется незначительно (не более чем на 100 градусов). На остальной части боковой поверхности катода профиль температуры смещается эквидистантно в течение всего цикла измерений примерно на 200 градусов. С понижением давления (рис. 4) зависимость профиля температуры от времени изменяется. Перепад ΔT в области опорного пятна несколько уменьшается, а на боковой поверхности электрода, наоборот, уровень температуры становится значительно выше. Температура катода в среднем увеличивается на 400 градусов. Вследствие этого профиль $T(z)$ приобретает более пологий характер. В целом температурные измерения хорошо согласуются с данными по тепловым потокам.

Работа выхода. Как следует из рис. 5, с течением времени работа выхода электронов возрастает на всей поверхности катода. Увеличение ϕ обусловлено обеднением поверхности катода активатором. Работа выхода в месте контакта дуги с катодом (где наибольшие значения и градиенты температур) меньше, чем в прилегающих участках. Следовательно, эти участки наиболее интенсивно обедняются присадкой, что связано с явлением «рециклинга» испаряющихся с рабочей поверхности катода атомов в прикатодной

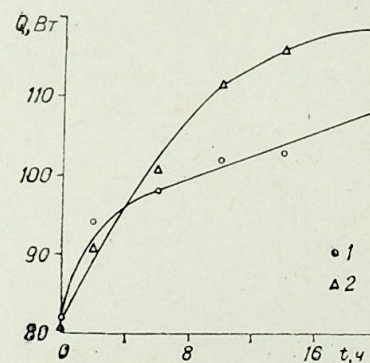


Рис. 2. Зависимость теплового потока в катод от времени работы. 1 — 100 тор; 2 — 20 тор.

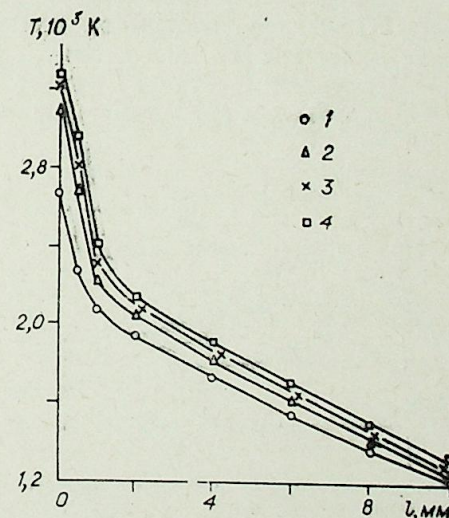


Рис. 3. Зависимость температуры катода от времени работы. $p = 100$ тор; 1 — $t = 0$; 2 — $t = 2$ ч; 3 — $t = 10$; 4 — $t = 20$ ч.

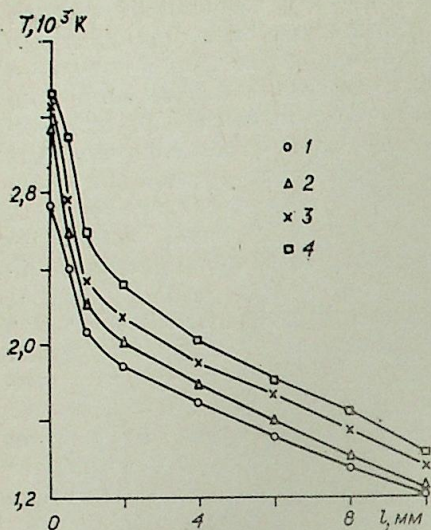


Рис. 4. Зависимость температуры катода от времени работы.
 $p = 20$ тор; обозначения те же, что на рис. 3.

области [2], экспериментально подтвержденного в [10]. Соответствующим подбором геометрии можно обеспечить такой температурный режим катода [5], при котором работа выхода в пятне контакта ϕ_n будет изменяться очень мало. В этих условиях уход некоторой части испарившегося материала электрода в дугу компенсируется диффузионным потоком присадки из объема катода.

Данные по работе выхода хорошо коррелируют результаты измерений температур. Полученные методом КРП величины работы выхода в

пятне ϕ_n контролировались измерениями методом полного тока. Сравнение результатов обоих методов показало хорошее совпадение — расхождение укладывалось в погрешность метода полного тока ($\sim 0,2$ эВ).

Эрозия катода. На рис. 6 представлены зависимости удельной эрозии материала исследуемых катодов от времени работы. На всех токовых режимах G растет со временем. Заметный количественный рост $G(t)$ наблюдается после 6—10 ч суммарной работы электрода. Как показано выше, к этому времени на всех режимах уровни температур существенно возрастают. Вследствие этого эрозия катода резко увеличивается, что особенно заметно проявляется при $I = 20$ А. На этом режиме, если в первые 10 ч работы $G \sim 5 \cdot 10^{-8}$ г/Кл, то в последующие 10 ч удельная эрозия возрастает до величины $\sim 8 \cdot 10^{-7}$ г/Кл, т. е. увеличивается более, чем на порядок.

Для анализа влияния материала электрода на его термическое состояние и эрозию на режиме $I = 50$ А, $p = 100$ тор были исследованы катоды из ВТ-15 и чистого вольфрама. Удельная эрозия катода из W существенно выше. За время испытания удельная эрозия катода из W оставалась практически неизменной, в то время как $G(t)$ катода из ВТ-15 монотонно возрастает. Влияние давления среды на $G(t)$ наглядно показывает график, полученный для активированного катода при $p = 20$ тор. В этом случае эрозия лишь

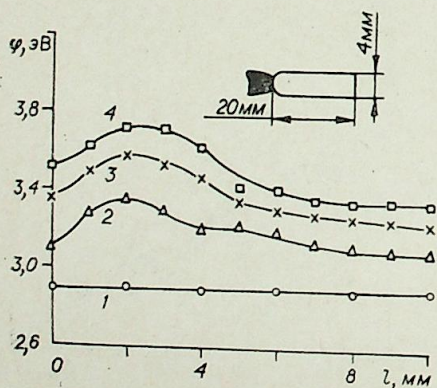


Рис. 5. Зависимость работы выхода катода от времени работы.
 $p = 100$ тор; $I = 50$ А; 1 — $t = 0$; 2 — $t = 2$ ч; 3 — $t = 10$; 4 — $t = 20$ ч.

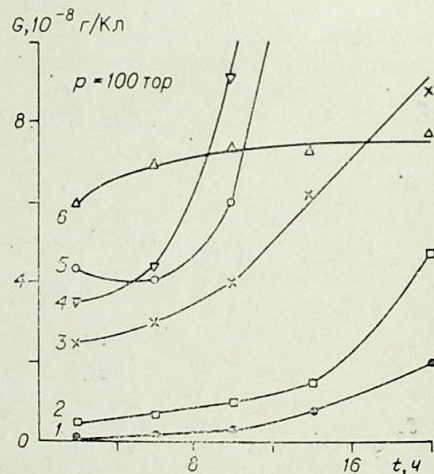
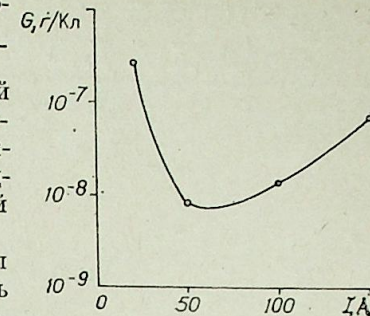


Рис. 6. Зависимость удельной эрозии катода от времени.
 1 — $I = 50$ А; 2 — 100 А; 3 — 20 тор, 50 А; 4 — 150 А; 5 — 20 А; 6 — 50 А.

Рис. 7. Зависимость удельной эрозии катода от тока ($t = 20$ ч).



немного уступает величине, наблюдаемой на катоде из W, и почти на порядок превосходит эрозию при $p = 100$ тор. Для каждого режима по току вычислены средние значения $G(t)$ за все время испытаний (20 ч).

Полученные результаты представлены на рис. 7. Исходя из графика, можно сделать вывод, что при заданной геометрии и условиях работы (охлаждение, среда) существует оптимальное значение тока, когда удельная эрозия минимальна. Для условий, в которых проводился эксперимент, оптимальным является диапазон токов 50—60 А, что подтверждается и измерениями работы выхода. В этом случае средняя удельная эрозия катода за 20 ч работы меньше 10^{-8} г/Кл, а работа выхода на торце изменяется примерно на 0,6 эВ. Оптимум по току можно объяснить следующим образом. При $I < 50$ А катод не прогреет: температура явно недостаточно для нормальной подпитки поверхности катода атомами активатора. Между тем большие значения плотности тока и градиента температуры в области опорного пятна дуги (температура на расстоянии 1 мм от торца падает \sim на 900 градусов) способствуют интенсивному выгоранию присадки в области контакта с дугой, рекристаллизации материала катода. Все это обуславливает большую удельную эрозию катода. С повышением тока катод прогревается, плотность тока и градиент температуры уменьшаются. Устанавливается такой профиль температуры катода, когда между количеством эродируемого материала и количеством, которое возвращается обратно на катод существует приблизительное равенство. При дальнейшем увеличении тока температура катода за счет джоулева тепловыделения повышается настолько, что процесс интенсивного испарения идет со всей поверхности электрода. Это, естественно, резко увеличивает эрозию катода.

Таким образом, проведенные исследования динамики параметров катодных процессов позволили установить влияние различных внешних факторов на работоспособность электрода. Эти результаты позволяют наметить пути оптимизации катодных узлов плазмотронов.

Московское высшее техническое училище
 им. Н. Э. Баумана

Поступила в редакцию
 9/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

- Амосов В. М., Карелин Б. А., Кубышкин В. В. Электродные материалы на основе тугоплавких металлов. М.: Металлургия, 1976.
- Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б. Тепловой режим работы термокатада. — В кн.: Приэлектродные процессы и эрозия электродов плазмотронов. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1977.
- Дандарон Г.-Н. Б. Исследование тепловых режимов работы и эрозии катодов. Канд. дис. Новосибирск, 1975.
- Пустогаров А. В. Экспериментальное исследование тугоплавких катодов плазмотронов. — В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск: Наука, 1977.
- Зимин А. М., Козлов Н. П., Полякова И. А., Хвезюк В. П. Динамика эрозии активированного катода. — Физ. и хим. обработки материалов, 1980, № 4.
- Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б., Барков А. П. и др. Ресурсные исследования катодов плазмотронов в азоте и водороде. — Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1980.
- Дородинов А. М. Анализ и исследование катодных процессов в сильноточном дуговом разряде. — В кн.: Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1973.
- Марков А. А., Корольков В. А., Дедов С. Ф., Скворцов В. А. Установка для измерения работы выхода электрона. Бюллетень изобретений СССР, 1973, № 37.
- Зимин А. М., Козлов Н. П., Хвезюк В. П. К расчету термоэмиссионного катода. — Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
- Жуков М. Ф., Козлов Н. П., Гужков В. В. и др. ДАН СССР, 1981, 260, № 6.

С. П. РЕШЕНОВ, Н. Ф. АНТОШКИН

ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЫ
В ПОЛОМ КАТОДЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

В данной работе рассматривается релаксация функции распределения электронов (ФРЭ), ускоренных в ленгмюровском слое и имеющих энергию порядка потенциала возбуждения и ионизации газа, в активной зоне полого катода (АЗПК) дугового разряда. Принимаются в рассмотрение упругие и неупругие соударения электронов с атомами, кулоновские соударения эмиссионных и плазменных электронов. На основе замкнутой системы уравнений анализируется влияние тока разряда (I_p), геометрических параметров катода и условий наполнения на катодное падение потенциала U_k , суммарное падение потенциала в активной зоне U_{aa} , концентрацию и температуру плазменных электронов (n_e , T_e), ионную долю тока на катоде $\mu(r_0)$ и др.

1. Рассмотрим механизм основных процессов в АЗПК [1]. Ускоренные в ленгмюровском слое эмиссионные электроны попадают в область ионизации. Здесь они непосредственно участвуют в возбуждении и ионизации газа и теряют при этом часть своей энергии. Остальная энергия быстрых электронов передается плазменным электронам в результате кулоновских взаимодействий. Последние также принимают участие в процессах возбуждения и ионизации газа. Образующиеся в области ионизации ионы диффундируют из нее, причем основная часть ионов уходит на катод. Эти ионы совместно с эмиссионными и плазменными электронами формируют ленгмюровский слой с определенными значениями катодного падения и напряженности поля у поверхности катода. Ускоренные в ленгмюровском слое ионы передают свою потенциальную и некоторое количество кинетической энергии катоду и нагревают его. Одновременно наличие высокой напряженности поля у поверхности катода способствует снижению работы выхода электронов. В итоге в соответствии с законами эмиссии поддерживается определенная плотность тока электронов на поверхности катода. Таким образом, существует замкнутый цикл взаимообусловленных процессов, определяющих характеристики АЗПК. Рассмотренным процессам сопутствуют также частичное проникновение к поверхности катода плазменных электронов через потенциальный барьер ленгмюровского слоя, нагрев катода излучением разряда, сброс на катод возбужденных атомов из области неравновесной ионизации, охлаждение газа тяжелых частиц поверхностью катода, вынос части энергии из области неравновесной ионизации излучением (в основном нерезонансным), объемная рекомбинация и многократные переходы возбужденных атомов из одного состояния в другое, распыление активной массы катода, ионизация и перенос продуктов распыления в прикатодной области с частичным возвратом распыленного вещества на катод. Некоторые из этих процессов существенно влияют на режим АЗПК, однако не нарушают в целом описанного выше механизма основных явлений.

2. Ниже приводится расчет ФРЭ в АЗПК с учетом возмущения, вызванного эмиссионными электронами, ускоренными в области про-

странственного заряда у катода. В случае, когда длина свободного пробега электронов существенно меньше характерного размера полости, в результате упругих соударений эмиссионных электронов с атомами газа достигается быстрая симметризация ФРЭ в пространстве скоростей, а релаксация по энергии происходит в результате кулоновских соударений эмиссионных электронов с плазменными и неупругих соударений с атомами газа. Тогда ФРЭ может быть представлена в виде [2]

$$f_e(\eta, \xi) = f_{e0}(\eta)[1 + \Psi(\eta, \xi)], \quad (2.1)$$

где $f_{e0} = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp(-\eta)$ — максвелловская функция; $\Psi(\eta, \xi)$ — неравновесная поправка к ней; $\eta = eU/T_e$; eU — энергия электрона; $\xi = r/L$; r — пространственная координата; L — характерный продольный размер релаксации ФРЭ по энергии ($L = \sqrt{\eta_k \cdot \lambda_y \cdot \lambda_k/3}$); λ_y , λ_k — длины свободного пробега электронов для рассеяния на атомах и электронах; U_k — катодное падение потенциала.

Кинетическое уравнение для расчета функции $\Psi(\eta, \xi)$ в случае цилиндрического полого катода записывается в виде [1, 3]

$$\frac{1}{\xi} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \cdot \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial \varepsilon^2} - \left[v(\varepsilon) + \frac{1}{4} \right] \cdot u = 0 \quad (2.2)$$

со следующими граничными условиями:

$$\xi = \xi_0 \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial \xi} = 0, & \varepsilon < 0 \\ a(\varepsilon) \cdot \frac{\partial u}{\partial \xi} = \varphi(\varepsilon), & \varepsilon > 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

$$\xi = 0 \quad \frac{\partial u}{\partial \xi} = 0, \quad (2.4)$$

где $\varepsilon = \eta - \eta_k$; $u = \Psi \cdot \exp(\varepsilon/2)$; $\varphi(\varepsilon) = \Theta \cdot \exp[-(\beta - 1) \cdot \varepsilon] - 1$; $a(\varepsilon) = 4 \cdot \eta \cdot \lambda_y \exp \frac{\varepsilon}{2} / 3L\varepsilon$; $\Theta = 4j_{ek}\beta^2 \exp \eta_k / en_e v_e$; $\beta = T_e/T_k$; T_k , j_{ek} — температура катода и плотность эмиссионного тока; $\xi_0 = r_0/L$; r_0 — внутренний радиус катода.

В настоящей работе приводится расчет функции $\Psi(\eta, \xi)$ с учетом произвольного числа различных типов неупругих соударений электронов с атомами, поэтому функция $\vartheta(\varepsilon)$ имеет вид

$$\vartheta(\varepsilon) = \eta_k \lambda_k \sum_i \frac{1}{\lambda_i}, \quad (2.5)$$

где λ_i — длина свободного пробега для i -го типа неупругого соударения электрона с атомом (суммирование ведется по всем типам неупругих соударений, которые учитываются в расчете).

Таким образом, при $\varepsilon = 0$ терпят разрыв граничные условия, а при $\varepsilon = \varepsilon_i$ — коэффициенты в кинетическом уравнении. Разобьем пространство энергий на области $(\varepsilon_0, \varepsilon_1)$, $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$, ..., $(\varepsilon_{i-1}, \varepsilon_i)$, $(\varepsilon_i, \varepsilon_{i+1})$, ..., $(\varepsilon_{n-2}, \varepsilon_{n-1})$, $(\varepsilon_{n-1}, \varepsilon_n)$, на границах которых удовлетворяются условия непрерывности ФРЭ и ее первой производной. Границы областей энергии соответствуют порогу возбуждения i -го типа неупругого перехода атома в возбужденное состояние и катодному падению, а ε_0 и ε_n равны соответственно $(-\eta_k)$ и (∞) . Применение к уравнению (2.2) конечного преобразования Ганкеля по переменной ξ [3, 4]

$$\Phi(\varepsilon, k) = \int_0^{\xi_0} \xi u(\varepsilon, \xi) J_0(k\xi) d\xi$$

приводит к системе уравнений

$$\frac{\partial^2 \Phi_i(\varepsilon, k)}{\partial \varepsilon^2} - p_i^2(k) \Phi_i(\varepsilon, k) = J_0(k\xi_0) \xi_0 \cdot \frac{\varphi(\varepsilon)}{a(\varepsilon)} \cdot U + (\varepsilon_i), \quad (2.6)$$

$$\text{где } U_+(\varepsilon_i) = \begin{cases} 0, & \varepsilon_i \leq 0; \\ 1, & \varepsilon_i > 0; \end{cases} \quad p_i^2(k) = k^2 + \frac{1}{4} + \vartheta_i;$$

Решение (2.6) для i -й области $(\varepsilon_{i-1}, \varepsilon_i)$, полученное методом функции Грина [4, 5], имеет вид

$$\Phi_i(\varepsilon, k) = \frac{\Phi(\varepsilon_i) \operatorname{sh}[p_i(\varepsilon - \varepsilon_{i-1})] - \Phi(\varepsilon_{i-1}) \operatorname{sh}[p_i(\varepsilon - \varepsilon_i)]}{\operatorname{sh}[p_i(\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1})]} + y_i(\varepsilon, k), \quad (2.7)$$

$$y_i(\varepsilon, k) = -\frac{3LU_+(\varepsilon_i)}{8\eta_R \lambda_y p_i} \cdot \frac{\xi_0 J_0(k\xi_0)}{\operatorname{sh}[p_i(\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1})]} \cdot \sum_{m=1}^3 \sum_{\alpha=0}^1 (-\theta)^\alpha \times \\ \times \frac{\operatorname{sh}[p_i(\gamma_{m+1} - \gamma_{m+2})]}{\exp[\gamma_m(\beta^\alpha - 1/2)]} \cdot \left[\frac{\gamma_m [p_i + (\beta^\alpha - 1/2)] + 1}{[p_i + (\beta^\alpha - 1/2)]^2} + \frac{\gamma_m [p_i - (\beta^\alpha - 1/2)] - 1}{[p_i - (\beta^\alpha - 1/2)]^2} \right], \quad (2.8)$$

где $\gamma_1 = \gamma_4 = \varepsilon$; $\gamma_2 = \gamma_5 = \varepsilon_{i-1}$; $\gamma_3 = \varepsilon_i$. Значения функции на границах областей энергии $\Phi(\varepsilon_{i-1})$ и $\Phi(\varepsilon_i)$ определяются из условия непрерывности первой производной функции $\Phi(\varepsilon)$ на границах, т. е. из системы уравнений

$$\Phi'_i(\varepsilon_i) = \Phi'_{i+1}(\varepsilon_i). \quad (2.9)$$

После решения системы (2.9) получим

$$\Phi(\varepsilon_i) = \frac{1}{\Delta} \cdot \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \sum_{j=1}^{n-1} (-1)^{j+i} M_{ji} [y_j(\varepsilon) - y_{j+1}(\varepsilon)] \right\}_{\varepsilon=\varepsilon_j}, \quad (2.10)$$

где M_{ji} — минор определителя; j и i — соответственно номер строки и столбца определителя

$$\Delta = \begin{vmatrix} -(H_1 + H_2) & h_2 & 0 & \dots & \dots & \dots \\ h_2 & -(H_2 + H_3) & h_3 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & h_{i-1} & -(H_{i-1} + H_i) & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & h_i & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \rightarrow h_i & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -(H_i + H_{i+1}) & h_{i+1} & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ h_{n-1} & -(H_{n-1} + H_n) & \dots & \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} \quad (2.11)$$

Элементы определителя (2.11) имеют вид

$$H_i = p_i \operatorname{cth}[p_i(\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1})], \quad h_i = \frac{p_i}{\operatorname{sh}[p_i(\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1})]}. \quad (2.12)$$

Для определения функции $\Psi(\varepsilon, \xi)$ используется обратное преобразование Ганкеля

$$\Psi(\varepsilon, \xi) = \frac{2 \exp(\varepsilon/2)}{\xi_0^2} \cdot \sum_{k \xi_0 \geq 0} \frac{J_0(k\xi)}{J_0(k\xi_0)} \cdot \Phi(\varepsilon, k). \quad (2.13)$$

Суммирование в правой части (2.13) ведется по всем значениям произведения $k \cdot \xi_0$, являющимся положительными корнями уравнения

$$J_1(k \cdot \xi_0) = 0, \quad (2.14)$$

включая и нуль.

Зная ФРЭ, можно вычислять скорости любых неупругих процессов, которые ведут электроны [5].

3. Рассмотрим задачу расчета основных характеристик АЗПК в случае тонкостенного цилиндрического катода. В качестве исходных величин принимаются геометрические размеры катода, эмиссионная способность материала катода, ток разряда, условия наполнения (давление и род газа). Искомыми величинами являются плотность тока на катоде, концентрация и температура плазменных электронов, температура катода, падение потенциала в активной зоне катода. Все эти величины так или иначе влияют на эрозию активного материала и перенос продуктов распыления в АЗПК.

Исходная система уравнений, описывающая процессы в АЗПК, изложена в работе [1]. Ниже приведена лишь система основных уравнений с учетом внесенных изменений.

Баланс мощности плазменных электронов:

$$W_{ee} + W_{eE} + \sum_{jk} W_{jk} = \sum_{hj} W_{hj} + W_{ek} + W_{es}, \quad (3.1)$$

где W_{ee} — мощность, передаваемая быстрыми электронами плазменным. Она может быть рассчитана как разность мощности, приобретенной эмиссионными электронами в ленгмюровском слое у катода, и мощности, потерянной ими в результате неупругих соударений:

$$W_{ee} = I_{ek} \left[U_R - \frac{1}{e} \cdot T_e - \sum_{jk} Z_{jk}(0) U_{jk} \right], \quad (3.2)$$

где $Z_{jk}(0)$ — полная приведенная интегральная скорость неупругого процесса [4]. Величина W_{ee} дает основной вклад в правую часть уравнения (3.1). W_{eE} — мощность, приобретаемая плазменными электронами в области неравновесной ионизации под действием электрического поля. $\sum_{jk} W_{jk}$ — мощность, приобретаемая электронным газом в результате неупругих ударов второго рода с возбужденными атомами газа. $\sum_{hj} W_{hj}$ — мощность, затрачиваемая плазменными электронами на возбуждение и ионизацию газа. W_{ek} — мощность, уносимая электронами, проникающими через потенциальный барьер на границе области неравновесной ионизации. W_{es} — мощность, уносимая электронами из АЗПК в направлении внутреннего положительного столба [6].

На поверхности катода различают ток термоэмиссии I_e , ионный ток I_i и обратный ток электронов, проникающих через потенциальный барьер I_{eo} . На границе АЗПК с внутренним положительным столбом ток I переносится практически полностью электронами. На противоположной границе ток электронов, проникающих через потенциальный барьер, полностью компенсируется ионным током I_{io} , поступающим из области ионизации в результате амбиполярной диффузии. В итоге условие непрерывности тока имеет вид

$$I = I_i + I_e - I_{eo}. \quad (3.3)$$

Условие ионизационного равновесия заключается в том, что для существования стационарного режима необходимо, чтобы скорость ионизации в АЗПК полностью компенсировала уход ионов из нее

$$I_e Z_i(0) = I_i + I_{io} = I_i + \frac{1}{4} \cdot n_e v_e e^{-\eta_k} \pi r_0^2. \quad (3.4)$$

Радиальное изменение концентрации плазменных электронов определяется по формуле

$$n_e(r) = n_e(r_0) + \frac{1}{c} j_{pkr_0} \int_r^{r_0} \frac{\mu(r)}{r D_a(r)} \cdot dr, \quad (3.5)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, $\mu(r)$ — ионная доля тока для некоторого радиуса r , которая связана с приведенной интегральной скоростью ионизации $Z_i(r)$ [4] соотношением

$$\mu(r) = \mu(r_0) - Z_i(r) \cdot [1 - \mu(r_0)]. \quad (3.6)$$

Концентрация плазменных электронов у катода $n_e(r_0)$ связана с плотностью ионного тока на катоде выражением

$$n_e(r_0) = \frac{j_i(r_0)}{eV_i}, \quad (3.7)$$

где V_i — дрейфовая скорость ионов на границе области ионизации и области пространственного заряда у катода.

Температура газа тяжелых частиц находится из уравнения

$$-\text{div}(K_a \cdot \text{grad } T_a) = w_{ea} + j_i E \quad (3.8)$$

с граничным условием

$$-K_a \text{grad } T_a|_{r_0} = 2(T_a - T_K) \left(\frac{1}{e} a_i j_i + V_a a n_a \right), \quad (3.9)$$

где T_a и K_a — температура и коэффициент теплопроводности газа тяжелых частиц; w_{ea} — объемная плотность энергии, которую электроны отдают атомам и ионам при упругих соударениях; a и a_i — коэффициенты аккомодации атомов и ионов; j_i , E — плотность ионного тока и напряженность электрического поля. Радиальная составляющая последней находится из уравнения

$$E(r) = \frac{T_e j_i(r)}{e^2 D_a(r) n_e(r)}. \quad (3.10)$$

Ток термоэмиссии рассчитывается по формуле Ричардсона с учетом эффекта Шоттки

$$I_e = AT_K^2 \exp \left[- \frac{e(\phi - \Delta\phi)}{T_K} \right] 2\pi r_0 l, \quad (3.11)$$

где A — постоянная Ричардсона, $e\phi$ — работа выхода материала катода, $e\Delta\phi$ — ее снижение, вызванное наличием электрического поля у поверхности катода, l — длина активной зоны катода.

Баланс мощности на катоде в пределах АЗПК

$$P_i + \sum P_{ls} + P_a + P_{e0} = P_s + P_e + Q, \quad (3.12)$$

где P_i — мощность, приносимая ионами; $\sum P_{ls}$ — суммарное излучение разряда, поглощенное поверхностью катода в пределах АЗПК; P_a — мощность, приносимая возбужденными атомами на катод; P_{e0} — мощность, возвращаемая катоду электронами, проникающими через потенциальный барьер в лентмюровском слое; P_s — мощность, уносимая излучением с внутренней и наружной поверхности катода; P_e — мощность, уносимая эмиссионными электронами; Q — мощность, отводимая вдоль тела катода вследствие теплопроводности.

При заданных величинах давления газа, конструктивных параметрах катода, разрядного тока и плотности разрядного тока, приведенные выше уравнения образуют замкнутую систему и могут быть разрешены относительно ионного и электронного тока на катоде, температуры катода, концентрации и температуры электронного газа и катодного падения потенциала. Известно, однако, что ток и плотность тока на катоде не являются независимыми параметрами: при заданной величине разрядного тока реализуется вполне определенная плотность тока. Пред-

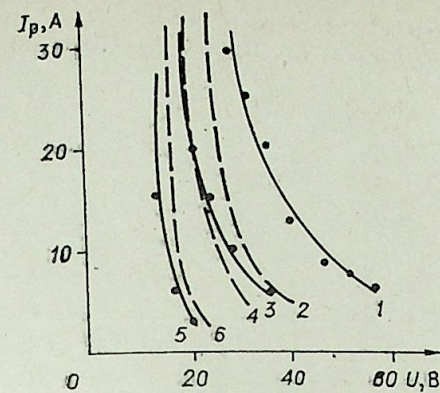


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики дугового разряда с полым катодом с различными эмиттерами.

$d_K = 6,0 \cdot 10^{-3}$ м; $t_K = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; $l = 4 \cdot 10^{-3}$ м; T_a (1, 2); W+Th (3, 4); LaB₆ (5, 6); 1, 3, 5 — эксперимент [7], 2, 4, 6 — расчет

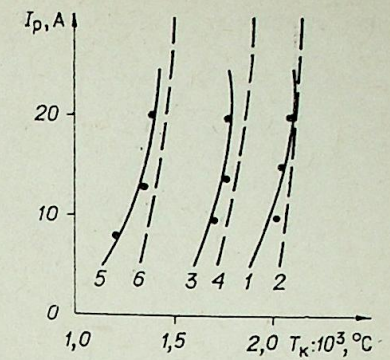


Рис. 2. Зависимость температуры в АЗПК (T_K) от разрядного тока (I_p).

Условия те же, что на рис. 1.

ставляется разумным предположить, что реализуемая плотность тока определяется минимумом затраты энергии в АЗПК (в соответствии с законом минимума производства энтропии):

$$\frac{\partial U_{az}}{\partial j_K} = 0, \quad \frac{\partial^2 U_{az}}{\partial j_K^2} \geq 0, \quad (3.13)$$

где $U_{az} = U_K + \Delta U_r + \Delta U_x$, ΔU_r — радиальный перепад потенциала в активной зоне, определяемый сбросом на катод ионов; ΔU_x — перепад потенциала в АЗПК в осевом направлении.

4. Экспериментальные характеристики разрядов с полыми катодами с различными эмиссионными характеристиками представлены на рис. 1 и 2 [7]. На этих же рисунках изображены результаты наших расчетных исследований для катодов с теми же геометрическими параметрами и эмиссионными материалами, что и в работе А. Бруне. Единственное отличие в исходных условиях для расчета и эксперимента заключалось в том, что данные А. Бруне [7] получены для режима прямой прокатки газа через полость катода, а расчет выполнен при фиксированном давлении газа (аргона) в АЗПК, равном 266 Па. Как указывается в работе [6], такая величина давления наиболее вероятна в активной зоне в режимах с прокачкой газа. Несмотря на неконтролируемую разность в параметрах наполняющей среды, следует признать хорошее количественное и качественное совпадение расчетных и экспериментальных результатов. Исключение составляют вольт-амперные характеристики для танталового катода, в которых обнаруживается такое же отличие, как и в исследованиях, описанных в [4].

Следующим шагом наших расчетных исследований явилось изучение влияния геометрических параметров катода (внутреннего диаметра и толщины стенки) на характеристики АЗПК в случае использования эмиссионного материала, близкого по своим свойствам спеченной массе на основе порошков W, Ta, Nb и окислов щелочноземельных элементов. Постоянная Ричардсона принималась равной 1, а работа выхода — 1,5 эВ. Все расчеты проводились в рамках тонкостенной модели цилиндрического полого катода. На рис. 3 и 4 представлено изменение j_p , U_K , T_K , $\mu(\xi_0)$, T_e , $\langle n_e \rangle$ в функции от внутреннего диаметра катода d_K при толщине стенки катода $t_K = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м, давлении аргона 266 Па и токах разряда 1 и 5 А. Прежде всего следует отметить, что при хорошей эмиссионной способности катодное падение снижается до величины первого потенциала возбуждения аргона. Величина катодного падения потенциала

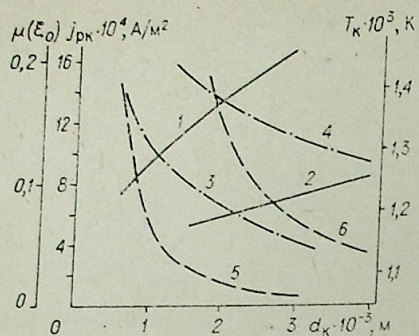


Рис. 3. Зависимость ионной доли тока — $\mu(\xi_0)$ (1, 2), температуры — T_k (3, 4) и плотности тока — $j_{рк}$ (5, 6) в АЗПК от внутреннего диаметра полого катода.

$I_p = 1$ А (1, 3, 5); 5 А (2, 4, 6).

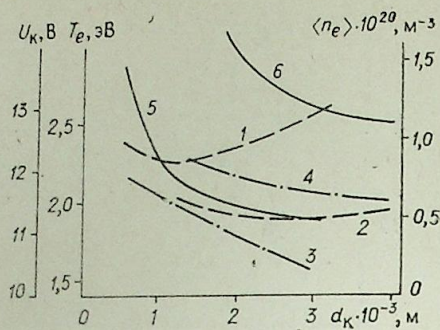


Рис. 4. Зависимость катодного падения — U_k (1, 2), электронной температуры T_e (3, 4) и концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ (5, 6) в АЗПК от внутреннего диаметра полого катода.

обнаруживает минимум при некотором значении $d_{км}$, причем величина $d_{км}$ тем ниже, чем ниже значение разрядного тока. Физические причины этого минимума связаны с одной стороны с ростом ионной доли тока при увеличении d_k (вследствие роста теплоотвода) и затруднениями в генерации зарядов при малых d_k . Плотность тока растет с уменьшением внутреннего диаметра катода, причем участок резкого роста сдвигается в сторону увеличения $d_{км}$ при увеличении тока. Указанное изменение плотности тока проявляется также в изменении температуры катода, температуры плазменных электронов и их средней концентрации. При заданных величинах разрядного тока и давления газа существует оптимальное значение диаметра катода, при котором одновременно реализуются сравнительно невысокое катодное падение и температура катода. Для рассматриваемых условий оптимальное значение d_k снижается от величины порядка $3 \cdot 10^{-3}$ м для тока в 5 А до $(1 \div 1,5) \cdot 10^{-3}$ м при токе 1 А. Заметим, что все расчеты проводились для длины катода, которая заметно больше продольного размера активной зоны. В случае реальных катодов может оказаться, что оптимальный размер АЗПК превышает продольный размер полости. Тогда либо увеличивается плотность тока в АЗПК, что в итоге приводит к росту катодного падения потенциала, либо частично активная зона переходит на наружную поверхность катода, если последняя обладает достаточно высокой эмиссионной способностью. Если здесь условия существования катодного пятна оказываются энергетически более выгодными, то эффект полого катода полностью исчезает.

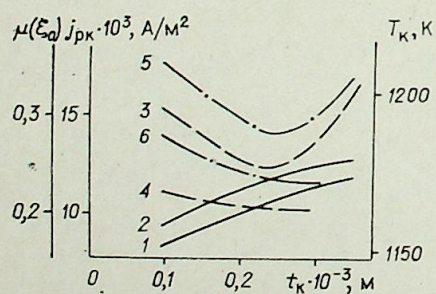


Рис. 5. Зависимость $\mu(\xi_0)$ (1, 2), $j_{рк}$ (3, 4) и T_k (5, 6) в АЗПК от толщины стенки катода — t_k .

$I_p = 1$ А (1, 3, 5); $I_p = 0,8$ А (2, 4, 6).

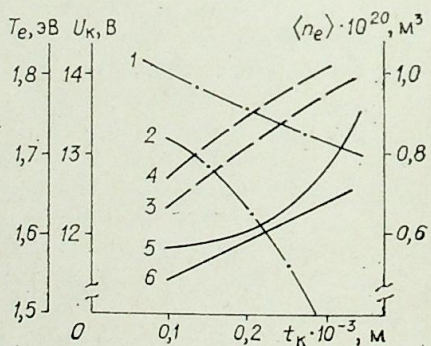


Рис. 6. Зависимость U_k (1, 2), T_e (3, 4) и $\langle n_e \rangle$ (5, 6) в АЗПК от толщины стенки полого катода t_k .

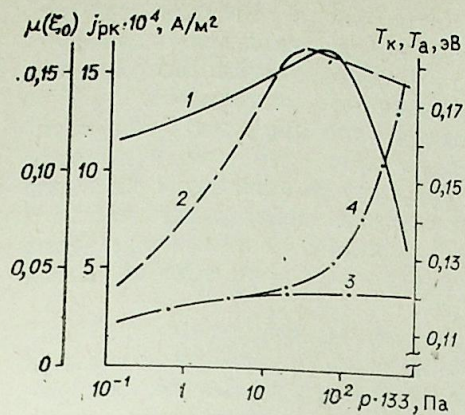


Рис. 7. Зависимость $\mu(\xi_0)$ (1), $j_{рк}$ (2), T_k (3) и T_a (4) в АЗПК от давления аргона P_{Ar} .

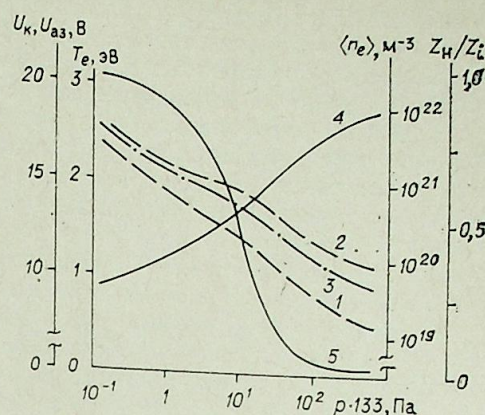


Рис. 8. Зависимость U_k (1), $U_{аа}$ (2), T_e (3), $\langle n_e \rangle$ (4) и доли неравновесной ионизации — Z_n/Z_i (5) в АЗПК от давления аргона — P_{Ar} .

Вторым важным конструктивным параметром полого катода, влияющим на характеристики АЗПК, является толщина стенки катода t_k . С ростом t_k увеличивается теплоотвод вдоль тела катода, следствием чего является увеличение ионной доли тока на катод и катодного падения потенциала (рис. 5 и 6). Несмотря на увеличение теплоотвода с ростом t_k , температура в активной зоне в ряде случаев имеет минимум. Это связано с увеличением плотности тока, начиная с некоторого t_k . Характер зависимостей j_p , T_k , $\langle n_e \rangle$ и T_e от t_k может изменяться при изменении тока разряда. Так, при токе 0,8 А, который, по-видимому, близок к пороговому для рассматриваемого внутреннего диаметра катода ($d_k = 2 \cdot 10^{-3}$ м), давлении аргона $p_{Ar} = 266$ Па и больших t_k , имеет место резкое снижение электронной температуры в активной зоне, в то время как при более высоких значениях тока разряда зависимость $T_e = f(t_k)$ достаточно слабая. При заданных величинах тока разряда и внутреннего диаметра полого катода существует оптимальное значение толщины стенки катода, которое увеличивается с ростом тока. В рассматриваемом примере $t_{k, опт}$ лежит в диапазоне $(0,1 \div 0,2) \cdot 10^{-3}$ м. При уменьшении коэффициента теплопроводности материала катода оптимальное значение $t_{k, опт}$ несколько увеличивается.

На рис. 7 и 8 приведены расчетные зависимости j_p , $\mu(\xi_0)$, T_k , U_k , T_e , $\langle n_e \rangle$ от давления аргона. Расчеты выполнены для $d_k = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м, $t_k = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м, $I_p = 0,5$ А.

При низком давлении газа, вследствие малой концентрации плазменных электронов, ионизация газа осуществляется преимущественно ускоренными эмиссионными электронами. Такая ионизация идет наиболее эффективно при больших кулоновских длинах свободного пробега и, вследствие этого, при сравнительно низких значениях плотности разрядного тока на катоде. Из-за малой концентрации нейтральных частиц для поддержания высокой скорости ионизации требуется также и высокая скорость эмиссионных электронов, которая обеспечивается сравнительно большим катодным падением. При низких значениях p газ тяжелых частиц находится в тепловом равновесии с катодом. По мере роста p уменьшается коэффициент амбиполярной диффузии, что приводит к увеличению концентрации плазменных электронов, которые начинают играть все большую роль в ионизации газа. При этом благодаря увеличению концентрации нейтральных атомов увеличивается эффективность ионизации, следствием чего является снижение катодного падения. Уменьшение U_k и рост числа неупругих ударов первого рода, в которых участвуют плазменные электроны, в свою очередь, вызывают снижение

электронной температуры. Поскольку ионизация осуществляется преимущественно ступенчатым путем, более предпочтительными оказываются режимы с повышенной плотностью тока. Доля неравновесной ионизации [2], в общей ионизации газа (Z_n/Z_i) резко уменьшается.

С ростом давления газа увеличивается теплообмен электронов с тяжелыми частицами при упругих взаимодействиях, что при p порядка нескольких тысяч паскалей приводит к «отрыву» температуры тяжелых частиц от температуры катода. При этом тяжелые нейтральные частицы начинают играть заметную роль в нагреве катода, «помогая» в этом ионам. В результате имеет место снижение ионной доли тока на катод и необходимой скорости ионизации в АЗПК.

В заключение отметим, что в рассмотренном диапазоне давлений пока не обнаружено каких-либо ограничений возможности существования АЗПК и режима полого катода. При более низких давлениях возможность существования АЗПК может быть ограничена дальнейшим снижением эффективности ионизации. При высоких давлениях единственным признаком подобного ограничения является ухудшение сходимости решения системы уравнений, что может указывать на появление неустойчивости.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
14/1 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Rešenov S. P., Lunk A. Untersuchung der Prozesse in der aktiven Zone der Hohlkathodenbogenentladung.— Plasma Physik, 1978, В. 18. Н. 2, 6.
2. Стаханов И. П. Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат, 1973.
3. Reshonov S. P. Report on electron energy distribution and velocity of ionization in hollow cathode arc discharge.— Proc. 13-th Intern. Conf. on Phenomena Ionized Gas. Leipzig, 1977, pt. 1.
4. Решенов С. П. К расчету функции распределения электронов и скорости ионизации в активной зоне полого катода дугового разряда.— ЖТФ, 1981, т. 51, вып. 7.
5. Reshonov S. P., Antoshkin N. F. Plasma generation in the hollow cathode arc discharge.— Proc. 15-th Intern. Conf. on Phenomena Ionized Gas. Minsk, 1981, pt. 2.
6. Delcroix J. L., Trindade A. R. Hollow cathode arcs.— Advances in Electronics and Electron Physics, 1974, v. 35.
7. Brunet A. Influence of the cathode material on the characteristics of a hollow cathode discharge.— Proc. 3-d Intern. Conf. on gas Discharge. L., 1974.

УДК 533.9.07

П. П. МАЛЮШЕВСКИЙ, В. Н. ПАСТУХОВ, В. А. СРЕЛЬЦОВ

ПЛАЗМЕННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

Рассматриваемой задачей является создание электродных систем направленного воздействия электрического разряда в жидкости, в которых органически благоприятно сочетаются различные физические принципы воздействия на плазму разряда и вторичные гидродинамические явления с целью придания наперед заданного целесообразного направления прения энергии, вводимой в разряд.

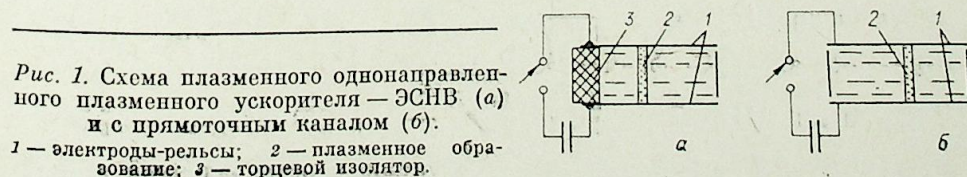
Газодинамическая и электромагнитная энергии собственного поля тока разряда используются для ускорения газовой и эрозивной плазмы в вакууме и газе при атмосферном давлении, метания проводников, получения движущейся эрозивной плазмы [1—5]. Плазменные ускорители стали практически новой областью физики. С их помощью реализуются новые физические явления, имеющие большое практическое значение [6—10].

Мощный электрический разряд в жидкости находит широкое применение в промышленных технологических процессах [11], и адаптированный к соответствующим условиям плазменный ускоритель позволит существенно улучшить характеристики разрядноимпульсных технологических процессов и оборудования. В литературе практически не содержится сведений о процессах в плазменных ускорителях в конденсированной среде.

Исходя из полученных экспериментальных данных [12] сделан вывод, что и в жидкости можно получить направленное перемещение среды, ускоренной до высоких скоростей, причем за счет вклада энергии несимметричного собственного магнитного поля тока разряда общая эффективность преобразования энергии мощным электрическим разрядом увеличится.

В настоящей работе выполнен численный расчет плоской модели ускорителя рельсового типа для метания дозы жидкости (рис. 1) — электродной системы направленного воздействия (ЭСНВ). Идентичные процессы происходят и в ЭСНВ коаксиальной геометрии. Рельсовая геометрия облегчает теоретический анализ модели, допуская, однако, более широкий диапазон варьирования параметров.

Для описания разряда в ЭСНВ были составлены уравнения, приведенные в относительных единицах. Основные из них: (1) — баланса напряжений, (3) — баланса энергии плазменного образования, (4) и (5) — движения границ плазменного образования.



$$i' + (R_R + R_M)i + q = 1; \quad (1)$$

$$q' = i; \quad (2)$$

$$p_K' = A \frac{i^2 R_K}{r+s} - \gamma p_K \frac{r'+s'}{r+s} - K_n \left[\frac{1}{r+s} + \frac{r_0(b+l_p)}{bl_p} \right] \cdot T^4; \quad (3)$$

$$r' = D \left[\left(1 + \frac{p_K + f_M}{1 + \frac{B}{g}} \right)^{\frac{n-1}{2n}} - 1 \right]; \quad (4)$$

$$s' = K_g D \left[\left(1 + \frac{p_K - f_M}{1 + \frac{B}{g}} \right)^{\frac{n-1}{2n}} - 1 \right]; \quad (5)$$

$$\sigma = \frac{40T}{\sigma_0 \left[1 + \frac{p_K^{1/2} (2700)^{1/T}}{5400} \right]}; \quad (6)$$

$$N' = H \cdot T^4; \quad (7)$$

$$R_K = \frac{R_{K0}}{\sigma(r+s)}; \quad (8)$$

$$T = \frac{p_K(r+s)}{p_{K0} \cdot N}; \quad (9)$$

$$f_M = F \cdot i^2. \quad (10)$$

Здесь i — разрядный ток; q — заряд конденсатора; p_K — газокинетическое давление в канале разряда; f_M — магнитное давление на канал разряда; g — давление в окружающей среде; N — число тяжелых частиц в канале разряда; σ — удельная электропроводность плазмы канала разряда; R_K — сопротивление канала разряда; R_M — сопротивление электродов-рельсов ЭСНВ; T — температура плазмы канала разряда; r — расстояние, проходимое передней стенкой канала разряда (газокинетическое и магнитное давления действуют согласно); s — расстояние, проходимое задней стенкой канала разряда (газокинетическое и магнитное давления действуют встречно); r' — скорость передней стенки; s' — скорость задней стенки; b — ширина электродов-рельсов ЭСНВ; l_p — расстояние между электродами-рельсами ЭСНВ; γ — эффективный показатель адиабаты плазмы разряда; B , n — коэффициенты в уравнении состояния воды; r_0 , σ_0 , R_{K0} , p_{K0} — начальные значения переменных; A , K_n , D , H , F , K_g — безразмерные коэффициенты, зависящие от параметров разрядного контура, канала разряда и среды.

Система уравнений решалась на БЭСМ-4М четырехточечным методом Рунге — Кутты по программе на языке АЛГОЛ-60. При этом для всех вариантов задняя стенка была зафиксирована (ЭСНВ замкнута торцевым изолятором), т. е. $s = 0$, $s' = 0$; ширина шин $b = 2$ см, индуктивность разрядного контура $L = 0,1$ мкГ.

Результаты расчета для диапазона мощных разрядов приведены в табл. 1, где P_0 — электрическая мощность в канале разряда; P_M — механическая мощность при движении передней стенки; η_0 — электрический КПД (отношение электрической энергии, вводимой в разряд, к запасенной конденсаторной батареей); η_M — механический КПД за первый полупериод тока разряда.

$$\text{В уравнении (3)} \quad A = \frac{(\gamma - 1) u_0^2 C}{g \cdot b \cdot l_p \cdot r_0}, \quad \text{а } K_n = \frac{K_s \cdot 2(\gamma - 1) \sigma_{СВ} \cdot T_0^4 (L \cdot C)^{1/2}}{g \cdot r_0}$$

где $\sigma_{СВ}$ — постоянная Стефана — Больцмана.

В уравнении (4) $D = \frac{2}{n-1} \cdot \frac{a_0 (L \cdot C)^{1/2}}{r_0}$, в (5) введен коэффициент K_g для того, чтобы моделировать ситуацию с остановленной задней

стенкой канала разряда $K_g = 0$ в случае, если задняя стенка одинаково подвижна с передней (прямоточный канал), $K_g = 1$.

$$\text{В уравнении (6)} \quad H = \frac{K_p \cdot K_s \cdot 6b \cdot l_p \cdot \sigma_{СВ} \cdot T_0^4 (L \cdot C)^{1/2}}{N_0 \cdot u}, \quad \text{в}$$

$$(7) \quad \sigma_0 = \frac{40}{1 + 0,5 p_{K0}^{1/2}} \quad \text{при } T_0 = 1.$$

В уравнении (8) $R_{K0} = \frac{l_p}{\sigma_0 \cdot r_0 \cdot b (L/C)^{1/2}}$, в (9) начальные значения $p_{K0} = K \cdot N_0 \cdot T_0$ и, наконец, в 10

$$F = \frac{2u_0 \cdot u_0^2 \cdot C}{4\pi \cdot L \cdot g \cdot b \cdot l_p} \ln \frac{l_p}{\delta}.$$

Было принято, что изменением индуктивности контура в процессе разряда можно пренебречь, подвижные стенки канала параллельны между собой и перпендикулярны активной поверхности электродов-рельсов. Предполагается, что джоулева энергия, введенная в разряд, преобразовывается во внутреннюю энергию вещества канала, теряется в виде теплового излучения, расходуется на работу расширения канала разряда.

Анализируя данные расчета (см. табл. 1), отметим, что характер ускорения плазмы в воде в ЭСНВ существенно отличается от известных, рассмотренных ранее, моделей типа «снегоочиститель» или токовой шайбы с постоянно ускоряемой массой газа. Это отличие обусловлено непрерывным в течение времени разряда поступлением газа в канал разряда от поверхности разрыва в жидкости и существенным влиянием гидродинамических сопротивлений в разрядной зоне, ограниченной электродами-рельсами. Время нарастания тока до максимального значения составляло от 5 до 152 мкс. Максимальная величина тока — 741 кА.

Существует оптимальное расстояние l_p между электродами-рельсами, обеспечивающее максимальное значение электрической и механической мощности, при этом ток в разрядном контуре и газокинематическое давление моно-

Таблица 1

Основные расчетные характеристики мощного электрического разряда в ЭСНВ (максимальные значения)

Параметры	Расчетные характеристики									
	i , кА	$P_0 \cdot 10^{-6}$, Вт	$P_M \cdot 10^{-6}$, Вт	$P_K \cdot 10^{-2}$, МПа	$f_M \cdot 10^{-2}$, МПа	r' , м/с	$T \cdot 10^{-3}$, К	δ (О.м.м) ⁻¹	η_0 при $\tau/2$	η_M при $\tau/2$
$l_p = 3$ см $l_p = 4,5$ см $l_p = 6$ см	741	$10,6 \cdot 10^3$ $11,5 \cdot 10^3$ $11,0 \cdot 10^3$	$1,95 \cdot 10^3$ $2,1 \cdot 10^3$ $2,0 \cdot 10^3$	31,8 26,7 22,0	7,63 3,44 4,48	1020 868 750	56,0 48,5 43,0	206 476 453	0,64 0,77 0,80	0,17 0,48 0,16
$l_p = 2$ см $l_p = 3$ см $l_p = 4,5$ см $l_p = 6$ см	684	$4,1 \cdot 10^3$ $4,8 \cdot 10^3$ $4,8 \cdot 10^3$ $4,28 \cdot 10^3$	$0,74 \cdot 10^3$ $0,86 \cdot 10^3$ $0,85 \cdot 10^3$ $0,76 \cdot 10^3$	21,4 19,2 15,5 12,4	9,75 4,41 1,68 0,75	866 746 610 512	53,8 47,5 40,6 35,5	200 174 146 125	0,47 0,60 0,68	0,14 0,147 0,14
$l_p = 1$ см	314	$3,46 \cdot 10^2$	$0,51 \cdot 10^2$	6,58	4,10	416	41,2	154	—	—

$u_0 = 5$ кВ
 $C = 8000$ мкФ

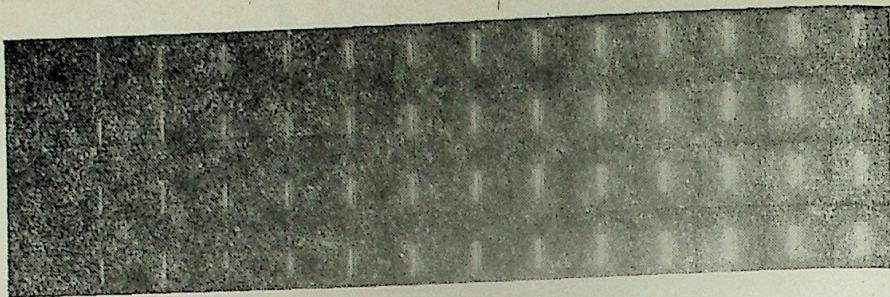


Рис. 2. Фоторегистрограмма движения плазмы в конденсированной среде.

тонно убывают, а электрический КПД увеличивается. Максимум общей эффективности преобразования энергии сдвигается в направлении меньших значений I_p , так как он дополнительно зависит от изменения отношения энергии разряда к объему жидкости в активной зоне разряда.

Сравнение газодинамического и магнитного давлений показывает, что их значения могут быть близки между собой (хотя максимумы их не совпадают во времени) и в связи с этим направленность перемещения ускоряемой среды даже в проточном канале ярко выражена (рис. 2). Фоторегистрограмма процесса ускорения плазмы разряда в проточном канале (снятая при $U_0 = 45$ кВ, $C = 3$ мкФ, $L = 1,5$ мкГ, $l_p = 3$ см) показала удовлетворительное совпадение с расчетными данными по основным параметрам процесса (в пределах 20—30%). Следует подчеркнуть, что даже при сравнительно низких параметрах данного разряда ($i_m \approx \approx 21$ кА) хорошо видна несимметричность движения плазменного образования из-за действия магнитного поля.

В настоящее время наиболее детально исследованы процессы ускорения газовой и эрозионной плазмы в вакууме и газе при атмосферном давлении, в то время как сведения о процессах, происходящих в плазменных ускорителях, у которых в качестве рабочего вещества используется конденсированная среда, — недостаточны. Увеличение плотности среды должно приводить к увеличению плотности и уменьшению скорости разлета плазмы за счет инерционности конденсированной среды, поэтому сравнение характеристик ускорителя, генерирующего плазму в газе и жидкости, представляет научный и практический интерес.

Известно, что параметры плазмы канала электрического разряда (КЭР) меняются в сравнительно широких пределах в зависимости от геометрии КЭР, режима выделения энергии и свойства используемого рабочего вещества. В свою очередь, режим выделения энергии определяется совокупностью изменяемых параметров разрядного контура и среды. Основные разрядные характеристики ускорителя в электродинамическом приближении описываются системой уравнений, показанной выше. Уравнение энергии плазмы предполагает, что подводимая к КЭР электрическая энергия расходуется на изменение внутренней энергии плазмы, работу расширения канала и излучение. При этом часть энергии потока излучения уходит из КЭР в окне прозрачности среды, а другая часть энергии потока излучения поглощается прилегающими к КЭР холодными слоями рабочего вещества, нагревает и превращает их в плазму, реализуя на границах КЭР режим тепловой волны. Таким образом, увеличение объема плазмы происходит как за счет газодинамического расширения под действием высокого давления, так и за счет взаимодействия частиц в пограничном слое плазмы и среды.

Система уравнений решалась на ЭВМ в двух вариантах: для конденсированной среды (вода) и газа — путем замены величин, связанных с изменением плотности рабочего вещества и скорости звука в нем. Результаты расчета для рельсотрона с плоскими электродами шириной 1 см и расстоянием между ними 5 см приведены в табл. 2. Для рассто-

Влияние среды на разрядные характеристики

Таблица 2

Среда	Характеристики										
	i , кА	$P_{\text{э}}$, 10^2 Вт	$\eta_{\text{э}}$	T , 10^3 К	$p_{\text{к}}$, МПа	v , 10^5 см/с	δ , см	n , 10^{20} см $^{-3}$	σ , 10^{-1} (Ом·см)	j , Н·с	τ , мкс
Газ (водяной пар)	107	0,26	0,28	36,9	40	2,6	1,9	0,5	274	0,18	8,16
Жидкость (вода)	81	0,61	0,72	44,4	710	0,33	0,26	7,0	470	2,6	9,0

ний между электродами 10 и 15 см данные расчета не приводятся, так как полученные закономерности в основном повторяются, принимая несколько меньшие абсолютные значения. Расчет выполнен для разрядного контура с параметрами: напряжение — 30 кВ, емкость накопителя энергии — 10 мкФ. Начальная индуктивность контура — 0,4 мкГ.

В табл. 2 указаны максимальные значения характеристик: i — ток разряда; $P_{\text{э}}$ — электрическая мощность, выделяемая в КЭР; $\eta_{\text{э}}$ — электрический КПД; T , $p_{\text{к}}$ — температура и давление плазмы канала; v — скорость расширения КЭР; δ — толщина канала в конце первого полупериода, n и σ — концентрация частиц и электропроводность плазмы, j — импульс силы, τ — время первого полупериода.

Анализ результатов расчета показывает, что несмотря на относительное равенство максимальных значений тока и температуры КЭР, увеличение плотности рабочего вещества приводит к увеличению электрической мощности и КПД использования энергии накопителя, что говорит о лучшей аккумулялирующей способности ускорителя в первый полупериод разряда по сравнению с разрядом в газе, у которого аккумулялирующая способность проявляется на последующих стадиях, за счет работы продольного коллового магнитного поля (эффект «магнитных консервов») [13].

Увеличение в десятки раз плотности рабочего вещества приводит к увеличению давления и, что наиболее важно, импульса силы развиваемого КЭР при одновременной потере скорости расширения плазмы. В то же время измерения скорости истечения рабочего вещества в импульсных ускорителях показывают, что скорость потока жидкости может быть значительно увеличена (до 2 км/с) за счет изменения геометрии канала ускорителя, применения формирующих насадок и использования кумулятивных эффектов при соударении струй кругового сечения.

Электродная система испытывалась в камере с водопроводной водой на глубине до 150 мм, а также в воздухе при атмосферном давлении. Разряд стабилизировался с помощью микропроволочки Al, $d = 0,0003$ см, а также тонкой проволочки Cu, $d = 0,01$ см. Соотношение масс этих элементов 1:4000. Общая индуктивность системы составила 1,5 мкГ. При подаче иницирующего импульса от пульта СФР на коммутирующие элементы воздушного разрядника происходит пробой разрядного промежутка, взрывообразное нагревание и адиабатическое расширение плазменного образования с последующим ускорением его электродинамическими силами собственного магнитного поля.

На рис. 3 представлены график скоростей v_1 и v_2 переднего I и заднего II* фронтов канала разряда во времени в плотном газе. Верхняя кривая соответствует скоростям переднего фронта. В первый момент времени (до 10 мкс), примерно отвечающий первому полупериоду разряда, магнитное давление увеличивает скорость переднего фронта ка-

* Условно за передний фронт принималась перемещающаяся в сторону действия магнитного давления граница свечения канала разряда.

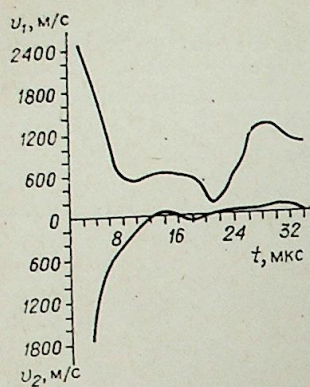


Рис. 3. График скорости фронта движущейся плазмы в плотном газе во времени (иницирующая проволочка Al, $d=0,0003$ см).

нала разряда в среднем на 25%, и она составляет соответственно 1700 и 1300 м/с к 4 мкс. Инерция в этом случае практически не может играть существенную роль, особенно в начале процесса, но тем не менее эффект магнитного давления значителен.

Во втором полупериоде разряда (10—20 мкс), когда скорость заднего фронта канала становится равной нулю, скорость фронта в направлении действия магнитных сил продолжала оставаться высокой и составляла 650 м/с, уменьшаясь к 20 мкс до 200 м/с, по мере уменьшения тока разряда.

В дальнейшем на отрезке времени, соответствующем третьему полупериоду разряда, скорость заднего фронта канала становится «отрицательной», т. е. фронт начинает двигаться также в сторону действия магнитных сил, достигая к 30 мкс скорости 100 м/с, но в то же время скорость переднего фронта канала резко возрастает, достигая значения 1250 м/с. Разряд в этом случае носил резко выраженный колебательный характер (рис. 4) и поэтому магнитное поле было пульсирующим в соответствии с изменением тока в цепи. Скорость перемещения переднего фронта плазмы также носит затухающий колебательный характер. На фоторазвертке радиального движения фронтов свечения хорошо видна несимметричность движения плазмы. Путь и скорость в сторону действия магнитного давления (верхнее полупространство) значительно больше, чем против пондеромоторных сил, и уже в начале второго полупериода задний фронт движется в ту же сторону, что и передний.

Увеличение массы инициирующего элемента в $4 \cdot 10^3$ раз значительно не изменило качественную картину движения, что видно из графика, представленного на рис. 5. Путь, пройденный передним фронтом канала разряда к 15 мкс, был большим в 2,5 раза по сравнению с фронтом, двигающимся в противоположном направлении, причем движение переднего фронта продолжалось приблизительно с равномерной скоростью, тогда как движение заднего фронта прекратилось к 15 мкс (скорость упала до нуля), а затем стало «отрицательным», т. е. изменилось направление движения на противоположное, фронт стал двигаться также в сторону действия магнитного давления и к 24 мкс скорости их стали равными. Из-за того, что магнитное давление в приэлектродных областях несколько выше, чем на продольной оси системы, особенно в первые моменты времени (рис. 6), часть фронта канала обгоняет основной. Неплоскостность переднего фронта можно объяснить соответствующей конфигурацией магнитного поля между ними. Так, конфигурация магнитного поля между узкими электродами, для которых $a=l_p$, приводится в работе

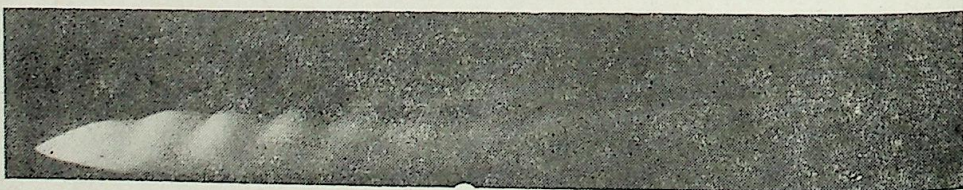


Рис. 4. Фоторазвертка движения фронта свечения плазмы в ЭСНВ рельсовой геометрии.

Рис. 5. График пути (—) и скорости (---) фронта движущейся плазмы в плотном газе во времени (иницирующая проволочка Cu, $d=0,01$ см).

[13]. Пропуская промежуточные вычисления, получаем $H_y = \frac{4\pi j}{l_p} (\pi - \text{arctg}) \times \frac{d+2r}{l_p} - \text{arctg} \frac{d-2r}{l_p}$.

Вычисленные по этому уравнению значения напряженности магнитного поля у электродов на 40% выше, чем в центре на продольной оси.

Экспериментальные исследования электродной системы рельсовой геометрии, погруженной в жидкость, дают основание для заключения о четко выраженной направленности действия таких электродных систем. Уже в первые моменты времени (к 5 мкс от начала процесса) в направлении действия пондеромоторных сил зарегистрированная СФР скорости ударной волны оказалась большей на 15—20% по отношению к скорости ударной волны, распространяющейся в противоположном направлении (рис. 7). Это позволяет оценить давление, используя формулу Коула $p_k = 1,5\rho v^2$. Вычисленная величина давления оказалась равной $(7,5 - 8,2) \cdot 10^2$ МПа, что значительно выше давления $(5,0 \cdot 10^2$ МПа), определенного для разряда с теми же электрическими характеристиками в электродной системе линейной геометрии.

Исходя из результатов исследований, были сделаны следующие выводы:

1. Плазменный ускоритель может успешно работать в конденсированной среде.

2. При взаимодействии плазмы разряда с собственным магнитным полем тока разрядной цепи в спроектированных особым образом электродных системах, существует направленное воздействие разряда на конденсаторную среду даже при параметрах разрядного контура, соответствующих традиционно применяемым для технологических электрогидравлических установок, у которых индуктивность внешней цепи больше $1,10^{-6}$ Г.

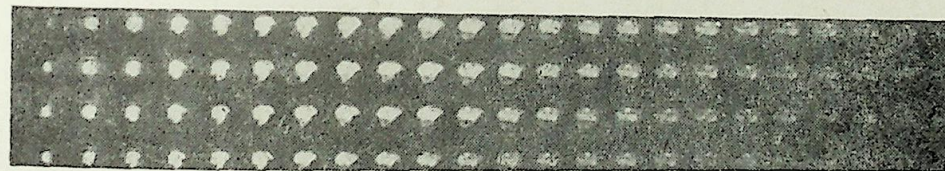


Рис. 6. Фоторазвертка движения плазмы разряда, инициируемого медной проволочкой ($\omega_3=60\,000$ об/мин).

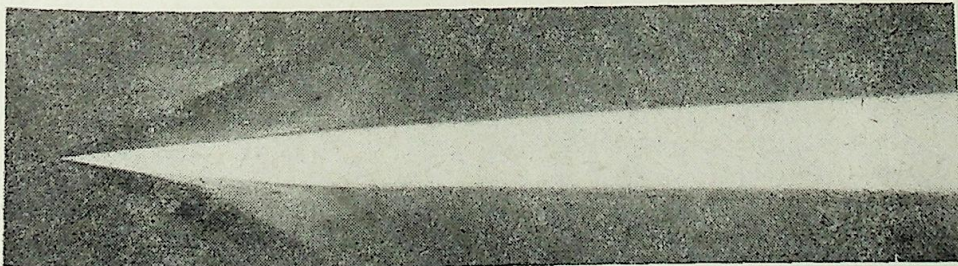
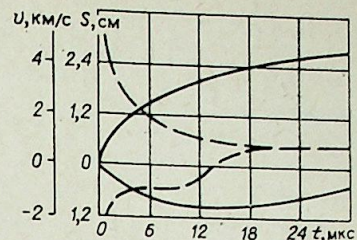


Рис. 7. Фоторазвертка движения фронта свечения плазмы разряда и ударной волны ЭСНВ рельсовой геометрии в жидкости (видна несимметричность скоростей).



3. Для получения максимального магнитного давления и максимальной эффективности направленного воздействия следует оптимизировать удельную энергию, выделяющуюся в сечении активного участка электродных систем.

4. Скорость движения плазмы разряда в электродных системах направленного воздействия должна возрастать с повышением удельной энергии E_0/m и отношения C/L , что объясняется увеличением мгновенных значений тока в начальный момент.

Теоретический анализ свидетельствует, что импульс магнитного давления значительно больше импульса газкинетического давления — оно непрерывно и направлено в одну и ту же сторону в течение всего разряда, в каждом его полупериоде.

Поступила в редакцию
26/X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Бондалстов В. П., Калихман С. А. Высокоскоростное металлепроводников в импульсном магнитном поле. — В кн.: Электрические процессы при импульсном разряде. I. Чебоксары, 1972.
2. Гришин Ю. М., Козлов Н. П., Хвасюк В. П. Уравнения контура импульсного плазменного ускорителя. — ЖТФ, 1973, XLIII, вып. 4.
3. Комельков В. С., Модзелевский В. И. Формирование плазменной струи в воздухе при атмосферном давлении. — ЖТФ, 1974, XLI, вып. 5.
4. Комельков В. С., Скворцов Ю. В., Терещенко В. И. Направленные ударные волны в мощных искрах. — ЖТФ, 1963, XXXIII, вып. 6.
5. Подольский В. П., Чутов Ю. И. Получение взрывных волн в плазме с помощью импульсных электрических разрядов. — ЖТФ, 1972, XLII, вып. 3.
6. Азизов Э. А., Комельков В. С., Степаненко М. М. Источник плазменных струй с нецилиндрической геометрией электродов ЖТФ, 1972, XLII, вып. 1.
7. Гришин Ю. М. и др. К вопросу о формировании плазменного фокуса в ускорителях плазмы эрозийного типа. — ЖТФ, 1973, XLIII, вып. 7.
8. Козлов Н. П. и др. Экспериментальные исследования плазменного фокуса в ускорителях эрозийной плазмы. — ЖТФ, 1973, XLIII, вып. 4.
9. Козлов Н. П. и др. Плазменный фокус как источник плотной плазмы. — ТВТ, 1973, 1.
10. Комельков В. С., Модзелевский В. И. Генерирование ударных волн «взрывающейся» токовой оболочкой. — Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, 6.
11. Гулый Г. А., Малюшевский Н. П., Проценко М. Ф. Мощный электрический разряд в жидкости и его практическое использование. — Вестник АН УССР, 1975, 5.
12. Чачин В. Н., Малюшевский Н. П., Шамко В. В. Направленные ударные волны при электрическом разряде в жидкости. — Изв. АН БССР, 1975, 4.
13. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Электрические ракетные двигатели. Машиностроение, 1975.

УДК 537.525

А. И. ИВАНЧЕНКО, А. А. ШЕПЕЛЕНКО

О НОРМАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ ГАЗОВ CO_2 -ЛАЗЕРА И ЕЕ КОМПОНЕНТАХ

В связи с бурным развитием электроразрядных лазеров представляют интерес физические характеристики тлеющего разряда. Одной из первичных характеристик тлеющего разряда является нормальная плотность тока j_n , поэтому величины j_n для различных газов и материалов обобщаются в справочные таблицы [1]. От величины j_n также зависит выбор размеров катода, поэтому при разработке электроразрядных устройств с тлеющим разрядом требуются данные для используемых газов и давлений.

Величины j_n для многих материалов катода и чистых газов известны, но для разрядов в CO_2 -лазерах их недостаточно. Например, отсутствуют характеристики для главного компонента смеси — углекислого газа. Для смесей газов данных почти нет, а получить j_n смеси расчетом по известным значениям для ее отдельных компонент не представляется возможным — величина для смеси не определяется каким-либо простым правилом смешения.

Физический и прикладной интерес представляет вид функциональной зависимости j_n от давления P . Широко используемое выражение $j_n \sim P^2$, следующее из теории Энгеля — Штейнбека, является только простейшим приближением. По физической сущности этой теории P в ней — мера концентрации молекул газа в катодном слое N_k . Так как отношение N_k с давлением в разрядном объеме, определяемое температурой газа, меняется при изменении давления, то для уточнения выражения теория дополняется учетом изменения температуры газа в катодном слое. Это сделано в работе [2], где получено соотношение $j_n \sim P^{1/3}$. Экспериментальная проверка этой зависимости для воздуха и водорода показала удовлетворительное согласие. Тем не менее ряд значительных упрощающих допущений, которые далеко не всегда выполняются [3], не позволяет считать эту или какую-либо другую зависимость универсальной.

Экспериментальных данных о зависимости j_n от P для молекулярных газов при средних давлениях (единицы — десятки гектопаскалей), используемых в CO_2 -лазерах непрерывного действия, в литературе почти нет. В работе [2] приведены экспериментальные кривые зависимости j_n от P для воздуха (P от 13 до 1000 гПа) и водорода (27—270 гПа) при медном катоде. В работе [4] для азота с железным катодом, а также воздуха и смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 2 : 9 : 5$ с медным катодом в несамостоятельном разряде измерены j_n для нескольких давлений в области 20—100 гПа. Эмпирические формулы для расчетов j_n в зависимости от давления в разрядном объеме не публиковались.

Следует уточнить и само определение j_n . В работах Ротхарда, результаты которых обобщены в [5], показано, что на параметры катодной области тлеющего разряда заметно влияет то, что разряд в поперечном к току направлении ограничен в пространстве и катодный слой имеет боковые кромки. Существование кромки является причиной дополнитель-

ных потерь, так что кромочная область (а вместе с ней и весь разряд) горит стационарно с напряжением более высоким, чем минимальное напряжение идеального разряда без кромок — «бескромочного» разряда. В экспериментах Ротхарда «бескромочный» разряд создавался с помощью компенсирующего потери дополнительного разряда, горящего вблизи кромки основного. Эти исследования, в частности, показали, что минимальная плотность тока «бескромочного» разряда меньше, чем у разряда с кромкой [5]. Это значит, что плотность тока разряда с частично занятой им поверхностью катода — нормального тлеющего разряда не является минимально возможной, как это ранее считалось. Однако количественные данные, показывающие такую разницу, крайне скудны. Осталось также невыясненным, каким образом влияет на разряд наличие у него границы, образованной диэлектриком. Можно ожидать, что наличие диэлектрика на границе разряда должно уменьшить потери заряженных частиц и таким образом приблизить разряд к условиям работы без кромок.

В данной работе экспериментально получены j_n для разряда с катодом из меди в азоте, воздухе, углекислом газе, гелии и в смеси газов CO_2 -лазера при различных давлениях в диапазоне единицы — десятки гектопаскалей. По результатам экспериментов рассчитаны коэффициенты эмпирической формулы для зависимости j_n от давления в разрядном объеме. В опытах получены также количественные данные по влиянию на величину минимальной плотности тока наличия кромок разряда, ограниченных стеклянным изолятором.

Измерения выполнялись на двух установках, представляющих собой быстропотоковые CO_2 -лазеры с поперечным к потоку газа тлеющим разрядом. В обоих случаях использовались охлаждаемые водой медные электроды (материал марки МОБ): плоский анод, вмонтированный заподлицо в изолятор, и цилиндрический катод, обтекаемые потоком газа, с расстоянием между ними ≈ 7 см. Катод на краях имел стеклянные изоляторы, ограничивающие его рабочую длину. Размеры катода: на одной установке диаметр 1,5 и длина 91 см, на другой — 1,4 и 59 см соответственно. Газ через область разряда протекал со скоростью около 30 м/с, что давало характерное время смены газа в разряде ~ 3 мс. Специальные опыты показали, что изменения скорости потока газа от 10 до 60 м/с не влияли на результаты измерений. Газ циркулировал по замкнутому контуру с непрерывной частичной откачкой и соответствующим напуском свежего, так что к моменту каждого следующего прохождения зоны разряда обновлялось $\approx 0,4\%$ от всего объема газа.

Измерения выполнялись следующим образом. Увеличивался или уменьшался ток разряда в диапазоне от величин, при которых катодным свечением покрыта лишь часть площади катода, до величин, значительно больших, чем те, что соответствовали полному заполнению катода разрядом. Визуально наблюдалось покрытие катода свечением и измерялись следующие величины тока: 1. Значение, при котором разряд с увеличением тока покрывает всю поверхность катода, т. е. исчезает последнее незаполненное свечением пятно. Соответствующую плотность тока в дальнейшем обозначаем j_n . Эта величина соответствует классическому понятию и способу измерения нормальной плотности тока. 2. Величина тока, при которой в результате уменьшения тока (из режима с плотностью тока, превышающей j_n) на катоде появляется первое несветящееся пятно. Соответствующую плотность тока обозначаем j_m .

Погрешность в одной серии измерений определялась в основном неточностью визуальной фиксации момента полного заполнения катода свечением, составлявшей не более $\pm 10\%$, и эта погрешность многократным повторением статистически уменьшалась до $\pm 5\%$. (Под серией здесь понимается такая совокупность измерений, которые проводятся последовательно одно за другим при изменении только режимов разряда и давления газа, и между отдельными из них не делается разборки раз-

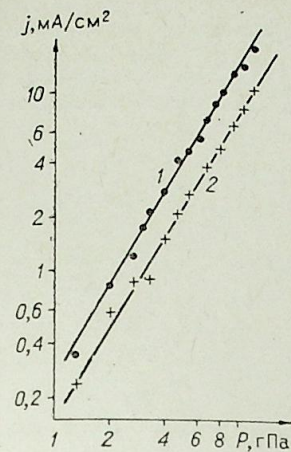


Рис. 1. Плотности тока для азота на медном охлаждаемом катоде в зависимости от давления. 1 — нормальная j_n ; 2 — минимальная j_m .

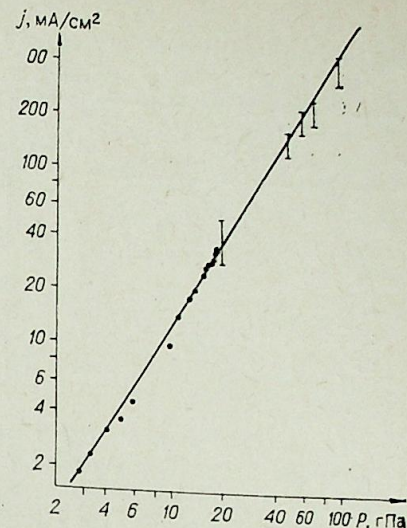


Рис. 2. Нормальная плотность тока в воздухе на медном катоде. Интервалами показаны данные из работы [4].

рядной камеры и какой-либо обработки поверхности катода.) Более точной методики измерений, на наш взгляд, не требовалось, так как указанная погрешность меньше, чем изменение величины j_n в зависимости от состояния поверхности катода, на которое влияет ряд трудно контролируемых факторов, например: тщательность обработки поверхности катода перед работой, продолжительность работы в разряде — «тренировки» разрядом и других. В нашем случае состояния катода в различных сериях обычно значительно отличались и прежде всего по времени параболки в разряде на различных составах газа. Разброс результатов в различных сериях составлял в зависимости от газа $\pm 10 - 20\%$.

Результаты измерений показали, что величина j_m заметно меньше j_n , т. е. изменение плотности тока при изменении полного тока имеет гистерезисный характер. Край разряда, ограниченный стеклом, при уменьшении тока вел себя не как обычная кромка разряда на свободной поверхности катода, а как любой участок в середине горящего разряда. При наличии на катоде непокрытых свечением участков, увеличение их площади при уменьшении тока происходило обычно путем увеличения размеров пятен, а не появления новых. На катоде, полностью покрытом свечением, при уменьшении тока первые незаполненные свечением пятна появлялись в каком-либо случайном месте поверхности катода, а не обязательно у краев, ограниченных изоляторами. Таким образом, при уменьшении тока в диапазоне, соответствующем переходу из аномального режима в нормальный, разряд, у которого границы на катоде задаются стеклянными изоляторами, вел себя подобно «бескромочному». Обнаружено, что для каждого газа величина отношения j_m/j_n при изменении давления в пределах погрешности сохранялась (рис. 1) и составляла 0,5—0,9 в зависимости от газа и условий. Сохраняясь постоянным в одной серии измерений, отношение в различных сериях могло отличаться на 30—40%. Это показывает, что величина j_m/j_n существенно зависит от условий эксперимента, и причиной этого, вероятно, является различие в состоянии изолятора, катода, а также в количестве и составе примесей в газе.

Азот. На рис. 1 представлены результаты измерений j_n и j_m в технически чистом азоте (концентрация примесей O_2 , H_2O не более 0,2%),

Коэффициенты эмпирической формулы $j_n = AP^n$ (мА/см², гПа) для тлеющего разряда с медным охлаждаемым катодом

Газ	Коэффициент		Диапазон давлений, гПа
	n	A	
Азот	1,75±0,05	0,25±0,03	1—16
Углекислый	1,4±0,1	0,65±0,25	2—10
Воздух	1,55±0,05	0,36±0,05	2—100
Гелий	2,2±0,1	(2,2±0,4)·10 ⁻³	1—35
CO ₂ : N ₂ : He=1 : 3 : 2	1,5±0,1	0,3±0,05	2—25
CO ₂ : N ₂ =1 : 3	1,5±0,1	0,4±0,08	2—16

полученные усреднением результатов трех серий измерений. Максимальное отличие результатов одной серии от другой около 20%. Из рисунка видно, что в логарифмическом масштабе точки хорошо ложатся на прямую, что свидетельствует о степенной зависимости j_n от P . По результатам измерений на различных газах рассчитаны коэффициенты эмпирической формулы зависимости нормальной плотности тока от давления $j_n = A \cdot P^n$, значения которых приведены в таблице.

Воздух. На рис. 2 изображены результаты измерений j_n в воздухе в диапазоне давлений 2—20 гПа, полученные усреднением по трем сериям измерений. Максимальное отличие результатов в разных сериях около 30%. Хотя для воздуха можно ожидать влияния плазмохимических процессов, приводящего к усложнению характера зависимости от давления, результаты показывают хорошее соответствие простой степенной зависимости. На графике в виде интервалов изображены данные из работы [4], полученные в несамостоятельном разряде для пяти величин давления в диапазоне 20—100 гПа измерением тока и площади сечения по фотографии катодного свечения. Эти данные хорошо ложатся на прямую, проведенную по точкам, полученным в данной работе, что свидетельствует о широком диапазоне выполнения закономерности, отражаемой эмпирической формулой. Поэтому если для других газов в таблице указан диапазон давлений, где выполнены измерения в настоящей работе, то для воздуха диапазон указан с учетом данных работы [4].

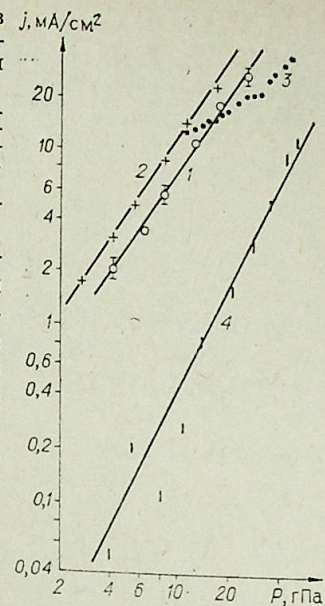
Углекислый газ. На CO₂ (технической чистоты) выполнено пять серий измерений. Наибольшее отличие результатов между сериями отмечено при малых давлениях (около 60%), при увеличении давления разброс уменьшался и составлял при 10 гПа не более 20%. Для того чтобы выяснить степень влияния изменения химического состава, вызванного плазмохимическими реакциями в разряде, проведены специальные измерения при различных скоростях обновления газа в объеме. Изменения скорости обновления газа не приводили к большому изменению результатов, чем разброс между различными сериями.

Смесь CO₂-лазера. Измерения при фиксированном соотношении парциальных давлений компонент напускаемой в объем смеси CO₂ : N₂ : He = 1 : 3 : 2 (смесь, используемая при работе разряда для возбуждения лазера с мощностью генерации до 1,5 кВт при 60 см длины электродов), выполненные в трех сериях, при отличии результатов в различных сериях не более 25% показали удовлетворительное соответствие степенной зависимости j_n от суммарного давления.

Влияние на характеристики катодной области разряда различных компонент смеси, очевидно, неодинаково. Для выяснения влияния состава молекулярных компонент напускаемой смеси выполнены измерения j_n в зависимости от суммарного давления для четырех составов: отношение давления атомарного газа He к сумме давлений молекулярных CO₂ и N₂ сохранялось постоянным и равным 1:2, а соотношение CO₂ : N₂ изменялось 1:1, 1:2, 1:3, 1:4. Результаты показывают, что такое из-

рис. 3. Нормальная плотность тока в смесях газов CO₂-лазера на медном катоде в зависимости от суммарного давления для постоянного соотношения давлений компонент напускаемого газа.

1 — CO₂ : N₂ : He=1 : 3 : 2; 2 — CO₂ : N₂=1 : 3; 3 — зависимость от суммарного давления при постоянных давлениях молекулярных компонент CO₂—2,7, N₂—8 гПа и изменении давления гелия; 4 — результаты для чистого He.



менение состава молекулярного газа не приводило к отличию величин j_n большому, чем разница между сериями, т. е. ни величина j_n , ни степень зависимости от полного давления практически не изменялись. Измерения для смеси без гелия CO₂ : N₂ = 1 : 3, результаты которых изображены на рис. 3, показали, что величина j_n несколько выше, чем для смеси с гелием, а зависимость ее от давления та же. На рис. 3 приведены также результаты, показывающие как j_n зависит от суммарного давления, если давление молекулярного газа сохраняется постоянным (CO₂—2,7 гПа, N₂—8 гПа), а давление гелия изменяется. Как видно из рис. 3, увеличение доли гелия при сохранении суммарного давления приводит к уменьшению величины нормальной плотности тока.

Гелий. На рис. 3 приведены для сравнения результаты измерений на чистом гелии. Из-за несоответствия масштабу рисунка показаны не все полученные точки. На чистом гелии выполнено две серии измерений, которые дали хорошее соответствие степенной зависимости. Заметим, что если для молекулярных газов характерен показатель степени около 1,5, то для гелия он заметно выше 2.

Авторы выражают глубокую признательность А. Г. Пономаренко за содействие в работе и полезные обсуждения.

Институт теоретической и прикладной механики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
3/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Энгель А. Ионизованные газы. М.: Физматгиз, 1959.
2. Engel A., Seeliger R., Steenbeck M. Über die Glimmentladung bei hohen Drücken.—Zeit. f. Phys., 1933, 85.
3. Emeleus K. G. The normal cold-cathode glow discharge.—Int. J. Electronics, 1974, v. 36, N 1.
4. Бронин С. Я., Колобов В. М. и др. О нормальной плотности тока в несамостоятельном тлеющем разряде.—ТВТ, 1980, т. 18, № 1.
5. Rothhardt L. Über den Einfluß des Kathodengebietsrandes auf Brennspannung und Stromdichte von Glimmentladungen.—Monatsber. Dtsch. Akad. Wiss. Berlin, 1960, 2, N 10.

А. С. ВАСИЛЬКОВСКАЯ, И. М. УЛАНОВ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО
ИССЛЕДОВАНИЯ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА
В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ И ТОРОИДАЛЬНОЙ КАМЕРЕ

Вихревое течение газа широко используется для стабилизации электрических дуг в различных типах плазмотронов. Для изучения взаимодействия электрических дуг с такими потоками газа необходимо знать основные характеристики вихревого течения (трехмерное поле скоростей, распределение статического давления, интенсивности вихря и другие параметры).

Литературные данные по этому вопросу как теоретического, так и экспериментального плана не систематизированы, в основном применимы только к определенному типу конструкций и не обобщены для других случаев.

В работах по изучению вихревых течений в циклонах [1—3] и в других вихревых камерах [4—6] исследовались структура газового потока, распределение скоростей по радиусу, определялись различные зависимости, связанные с геометрическими размерами циклонов и камер. Структура холодного вихревого газового потока рассмотрена в работе [7], где исследовался канал трехкамерного плазмотрона с небольшими (~100 м/с) скоростями крутки, газ вводился через две вихревые камеры; наблюдались встречные вихревые потоки, поэтому картина течения была достаточно сложной. Провести сравнения с работой [7] затруднительно, однако качественное совпадение наблюдается. Результаты теоретического анализа наиболее полно обобщены в работе [5].

Предлагаемая статья посвящена исследованию вихревого течения газа в прямом цилиндрическом канале и тороидальной камере. Применяя датчики различной конструкции, авторы измеряли трехмерное поле скоростей $V_\varphi(\vec{r})$, $V_z(\vec{r})$ и $V_r(\vec{r})$, а также распределение статического давления в различных сечениях, в широком диапазоне расходов воздуха. Результаты измерений скоростей позволяют судить о характере затухания вихря по длине канала.

Эти данные могут быть обобщены и полезны для понимания структуры вихревого газового потока в длинной цилиндрической трубе, его взаимодействия со стенкой и т. д. Кроме того, результаты измерения трехмерного поля скоростей могут быть использованы при проектировании различных технических устройств с вихревым течением. Публикаций, посвященных исследованию вихревого течения в длинных цилиндрических каналах, сравнительно немного. Из них можно отметить работы [8, 9]. В работе [8] исследовалось затухание вихря в трубах с различной шероховатостью, определялось изменение распределения скорости в различных сечениях трубы и найдена зависимость между затуханием вихря, давлением на стенке трубы и коэффициентом трения со стенкой. В [9] основное внимание уделено исследованию турбулентных характеристик потока. Кроме того, в работах, где изучалось вихревое течение в длинных трубах, круговые скорости газа были порядка 50—150 м/с, нас же интересовал более широкий диапазон (от нескольких метров в секунду до скорости звука), а также вопросы изменения скорости по

длине трубы. Измерения в тороидальной замкнутой камере проведены в связи с проблемой создания безэлектродного трансформаторного генератора низкотемпературной плазмы. Экспериментальные данные по изучению динамики вихревого течения в тороидальных камерах отсутствуют.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на установках двух типов. Первая установка, на которой изучалось вихревое движение газа в длинном цилиндрическом канале, приведена на рис. 1. Для создания закрученного потока газа применялась вихревая камера 1, в которой основным устройством для закрутки газа служили кольца 2. Для того чтобы проследить влияние разных закручивающихся колец на характеристики вихревого потока в канале, использовали сменные кольца с 4, 8 и 16 тангенциальными тангенциальными отверстиями шириной $0,1 \cdot 10^{-2}$ м, высотой $1 \cdot 10^{-2}$ м, с 16 круглыми сверхзвуковыми соплами $d_{кр} = 0,3 \cdot 10^{-2}$ м и с 8 тангенциальными соплами $d_{кр} = 0,14$ м; прорези и отверстия были равномерно распределены по периметру колец. Выход газа осуществлялся через устройство 3, частично через тангенциальные щели 4 (суммарная площадь которых была в 10 раз больше суммарной площади входных щелей закручивающегося кольца), а также по центру с небольшим уменьшением диаметра канала.

Экспериментальная установка использовалась также для изучения электрических разрядов в вихревых потоках газа, поэтому на рис. 1 показаны катод 5, анод 6 и оптическое окно 7. Анодом и катодом служили медные стержни диаметром 0,014 м, которые могли передвигаться вдоль оси установки. Во время холодных продувок изучалось влияние различного положения анода и катода на характеристики вихревого течения газа. Канал 8, в котором проводились основные измерения, представлял собой длинную трубу из оргстекла с внутренним диаметром $5 \cdot 10^{-2}$ м и общей длиной 0,6 м. Измерения проводились в пяти сечениях: I — $1,6L/d$, II — $3L/d$, III — $4,5L/d$, IV — $8,5L/d$, V — $10L/d$.

Схема второй установки показана на рис. 2. Установка представляет собой замкнутый тор с большим диаметром тора 0,4 м и внутренним диаметром тороидальной камеры $5 \cdot 10^{-2}$ м. Симметрично по периметру установлены четыре вихревые камеры 1 с закручивающимися кольцами диаметром $9 \cdot 10^{-2}$ м и высотой $1 \cdot 10^{-2}$ м. Каждое кольцо имело восемь тангенциальных прорезей шириной $1 \cdot 10^{-3}$ м. Газ подавался равномерно во все четыре камеры, выход газа осуществлялся перед каждой камерой. Схема течения газа показана на рис. 2. Измерения параметров вихревого газового потока проводили в двух сечениях 1/4 части тора, предполагалось, что в каждой части тора течение одинаковое. Сечения распо-

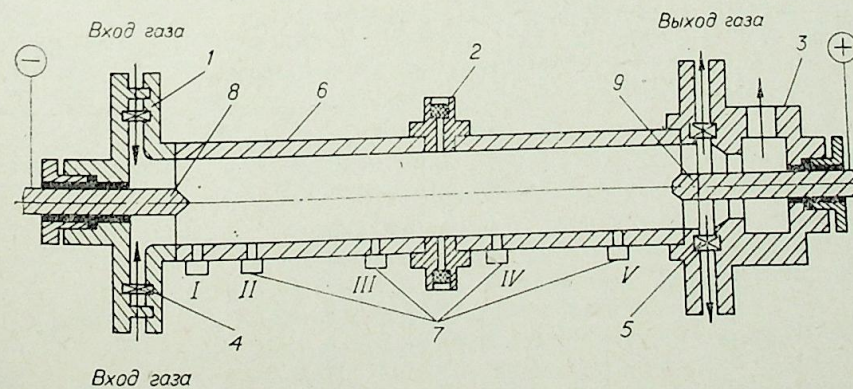


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

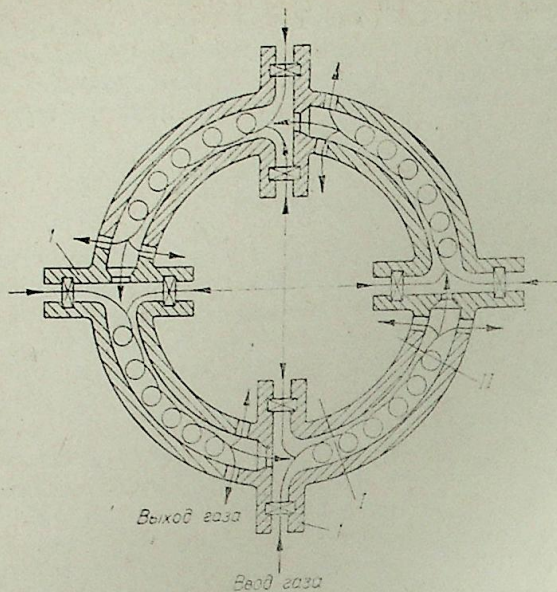


Рис. 2. Схема торoidalной экспериментальной установки.

лагались следующим образом: I — на расстоянии 1,8 калибра от задней стенки вихревой камеры, II — на расстоянии 6,5 калибра.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В ПРЯМОМ КАНАЛЕ

Для измерения параметров вихревого газового потока применялись датчики трех типов. Двухтрубчатый датчик с углом среза трубок 70° использовался для измерения двумерного поля скоростей при их высоких значениях. Большинство измерений проведено с помощью цилиндрического датчика, как наиболее простого при тарировке и работе. Диаметр рабочей части цилиндра датчика составлял $3 \cdot 10^{-3}$ м. Для измерения трехмерного поля скоростей применялся шаровой пятиканальный датчик с диаметром шарика 5×10^{-3} м. Тарировка всех датчиков проведена согласно методикам, описанным в [10—12].

Так как в литературе нет единого мнения о влиянии датчика на распределение поля скоростей [6], то сначала были проведены эксперименты по изучению этого явления. В сечении II до оси канала вводился пруток диаметром $3 \cdot 10^{-3}$ м, имитирующий зонд, а влияние его на распределение скоростей определялось в сечении III. Результаты измерений представлены на рис. 3 для двух расходов воздуха. Как видно из рисунка, влияние это незначительное, особенно при большом расходе, т. е. при больших скоростях крутки.

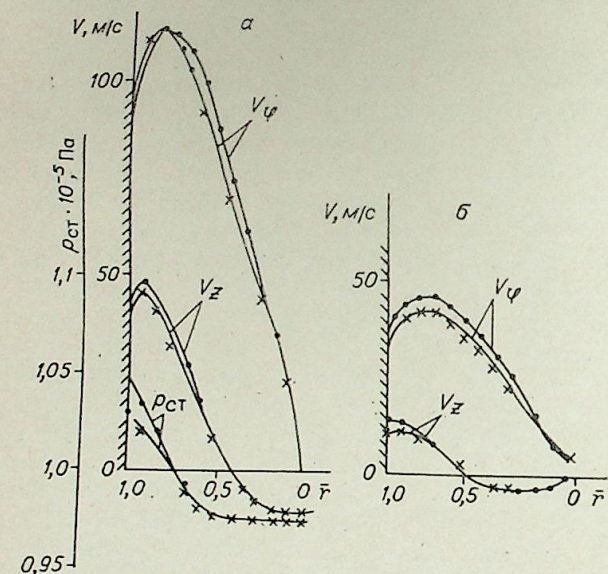


Рис. 3. Влияние датчика на радиальное распределение $v_\varphi(\bar{r})$, $v_z(\bar{r})$, $p_{ст}(\bar{r})$.

$G = 40 \cdot 10^{-3}$ (а); $13,4 \cdot 10^{-3}$ кг/с (б). С прутком (x), без прутка (o).
На рис. 3—8 диаметр канала $5 \cdot 10^{-2}$ м.

Выше уже упоминалось, что распределение скоростей и давлений непосредственно в вихревой камере авторами не изучалось. Был исследован косвенно лишь один вопрос: как влияют на вихревое течение разные конструкции закручивающих колец. Результаты этих измерений представлены на рис. 4, где показано распределение зависимостей $V_\varphi(\bar{r})$, $V_z(\bar{r})$ и $p_{ст}(\bar{r})$ для двух расходов воздуха: а) $G = 40 \cdot 10^{-3}$ кг/с, б) $G = 13,4 \cdot 10^{-3}$ кг/с. Сравнивая закручивающие кольца с 16 круглыми от-

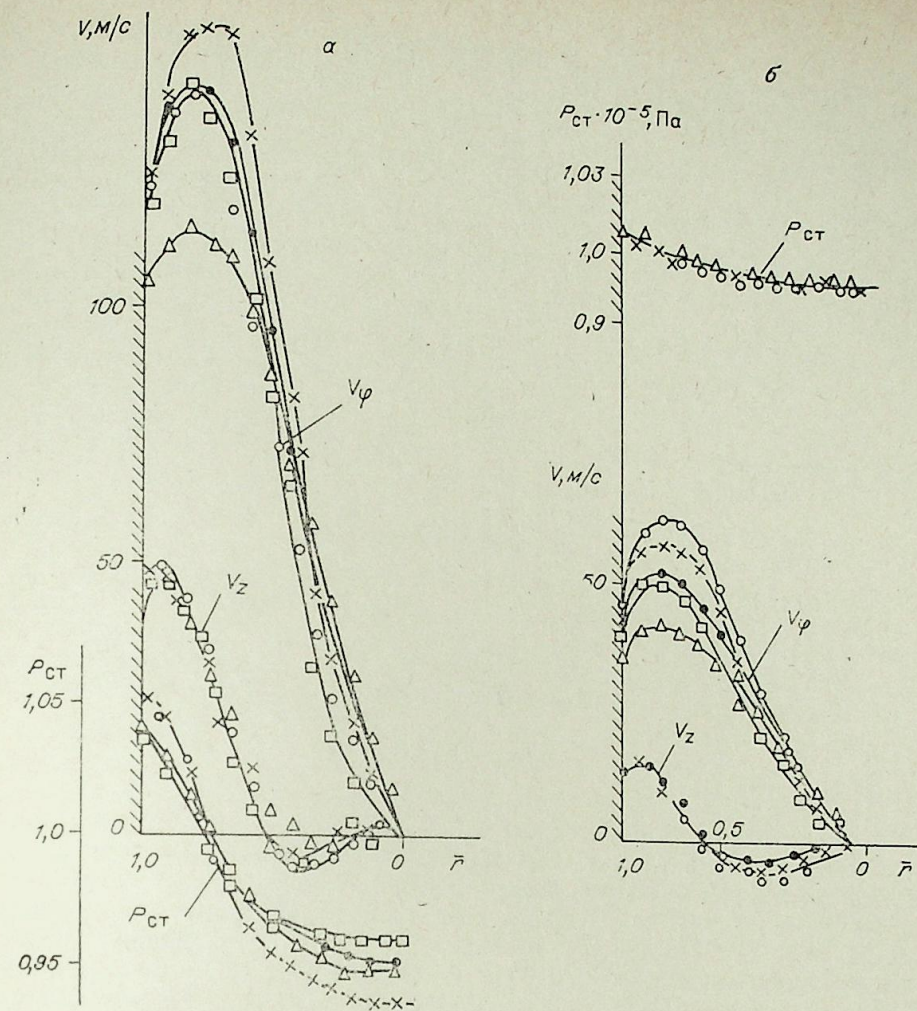


Рис. 4. Распределение $v_\varphi(\bar{r})$, $v_z(\bar{r})$, $p_{ст}(\bar{r})$ в зависимости от разных конструкций закручивающихся колец. Сечение II.

$G = 40 \cdot 10^{-3}$ (а); $13,4 \cdot 10^{-3}$ кг/с (б); x — 16 круглых отверстий, $S_{вх} = 1,12 \cdot 10^{-4}$ м²; o — 4 щели, $S_{вх} = 0,56 \cdot 10^{-4}$ м²; ● — 8 щелей, $S_{вх} = 1,12 \cdot 10^{-4}$ м²; Δ — 16 щелей, $S_{вх} = 2,24 \cdot 10^{-4}$ м²; □ — сверхзвуковое сопло, $S_{вх} = 0,56 \cdot 10^{-4}$ м².

верстиями диаметром $3 \cdot 10^{-3}$ м и с восемью тангенциальными прорезями во всю ширину кольца толщиной 0,001 м, можно сделать заключение, что более равномерное размещение входных отверстий в закручивающемся кольце уменьшает аэродинамические потери вихревой камеры (величина $V_{\varphi \max}$ для кольца с 16 отверстиями больше); площадь входных отверстий для этих колец одинакова и составляет $1,12 \cdot 10^{-4}$ м², или 3,1% от площади всего закручивающегося кольца. Понижение $V_{\varphi \max}$ для кольца с 16 прорезями объясняется значительным понижением $V_{вх}$, скоростью входа газа в вихревую камеру из щелей или отверстий закручивающегося кольца. Распределение $V_\varphi(\bar{r})$ для кольца с 4 прорезями практически совпадает с $V_\varphi(\bar{r})$ для кольца с 8 прорезями. Это объясняется тем, что $V_{вх}$ для колец с 4 и 8 прорезями не превышает скорости звука и примерно одинаковые.

Распределение продольной скорости $V_z(\bar{r})$ вообще не зависит от конструкции закручивающегося кольца. Интегрирование расхода по полученному распределению $V_z(\bar{r})$ показывает, что он совпадает с измеряемым расходом с точностью 5%. Распределение давления $p_{ст}(\bar{r})$ тоже практически не зависит от конструкции закручивающихся колец, небольшое расхождение у центра камеры объясняется расслоением $V_{\varphi \max}$.

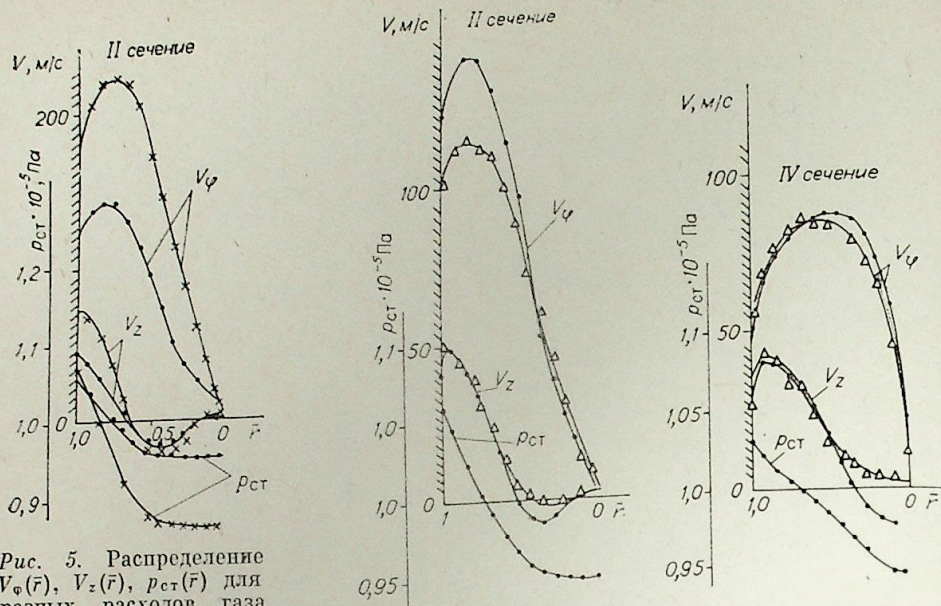


Рис. 5. Распределение $V_\phi(\bar{r})$, $V_z(\bar{r})$, $p_{ст}(\bar{r})$ для разных расходов газа при сохранении скорости входа в вихревую камеру.

$V_{вх} = 300$ м/с. ● — $G = 40 \times 10^{-3}$ кг/с, 8 щелей; × — $G = 80 \cdot 10^{-3}$ кг/с, 16 щелей.

При более низких скоростях $V_{вх}$ (см. рис. 4, б, $V_{вх} < 300$ м/с) $V_{\phi \max}$ расслаивается для разных конструкций закручивающих колец и достигает максимального значения, когда $V_{вх}$ наибольшая.

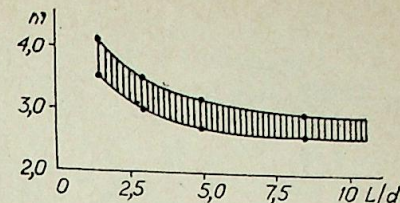
На рис. 5 показано распределение $V_\phi(\bar{r})$, $V_z(\bar{r})$, $p_{ст}(\bar{r})$ для разных расходов газа при сохранении одинаковой $V_{вх} = 300$ м/с. Хорошо видно, что аэродинамические характеристики течения с увеличением количества щелей улучшаются (отношение $V_{\phi \max}/V_{вх}$ для кольца с 16 щелями составляет 0,73, а для кольца с 8 щелями 0,46, разрежение по центру соответственно $0,87 \cdot 10^5$ и $0,97 \cdot 10^5$ Па).

На рис. 6 представлены типичные распределения $V_\phi(\bar{r})$, $V_z(\bar{r})$, $p_{ст}(\bar{r})$ для одного из расходов газа в различных сечениях по длине канала. Анализируя кривые распределения, можно сказать, что вплоть до сечения II вращение происходит как квазитвердое, т. е. выполняется закон $V_\phi = cr$, и только у самой стенки развивается достаточно тонкий пограничный слой. Существуют зоны обратных течений, причем в сечениях, близких к вихревой камере, они имеют кольцеобразный вид. Далее вниз по потоку распределение $V_\phi(\bar{r})$ становится иным, зона квазитвердого вращения сокращается, уменьшается абсолютная величина $V_\phi(\bar{r})$ за счет трения потока газа о стенку и внутреннего трения между слоями газа, нарастает пограничный слой.

Несколько меняется также и характер распределения аксиальной скорости $V_z(\bar{r})$. Осевой поток в начальных сечениях прижат к стенке, и основная масса газа течет на $1/3$ радиуса. Вниз по течению поток расширяется и занимает уже $2/3$ радиуса.

Как видно из рис. 6, распределение статического давления $p_{ст}(\bar{r})$ в сечении II существенно отличается от распределения $p_{ст}(\bar{r})$ в сечении IV. В то же время в сечении II наблюдается достаточно протяженная зона постоянного понижения давления, которая занимает почти половину диаметра. Вниз по потоку в сечении IV эта зона сужается и занимает уже $1/5$ часть диаметра. Наличие такого сужения, а также малого продольного градиента по отрицательному давлению в центре, по-видимому, и является причиной возникновения обратных течений.

Рис. 7. Зависимость затухания интенсивности вихря $m = f(L/d)$ по длине канала.



Переход $p_{ст}$ через нулевую линию почти всегда осуществляется в точке, где V_ϕ имеет максимальное значение.

Результаты измерений распределения скоростей в различных сечениях по длине канала позволяют судить о затухании вихря, которое вызвано трением потока газа о стенку канала, а также смешением прямого и обратного потоков газа. В литературе по вихревым течениям существует понятие «интенсивность вихря», наиболее точным для него является выражение

$$m = \frac{B}{FR} = \frac{2\pi\rho \int_0^R V_\phi V_z r^2 dr}{\left(2\pi\rho \int_0^R V_z^2 r dr \right) R} \quad (1)$$

где B — поток кругового момента количества движения, F — поток аксиальной составляющей скорости, R — радиус канала, ρ — плотность газа, V_z — аксиальная составляющая скорости, V_ϕ — тангенциальная составляющая скорости, r — текущая координата. Если мы имеем распределения скоростей вида $V_\phi = ar$ и $V_z = br$, где a , b — постоянные, то скорости легко усредняются и тогда

$$m \approx V_{\phi \max}/V_{z \max} \quad (2)$$

Зависимость затухания интенсивности вихря по длине канала представлена на рис. 7. В пределах исследуемых расходов воздуха ($20 \div 100$) $\cdot 10^{-3}$ кг/с для разных конструкций закручивающих колец она изменяется от значений $4,2 \div 3,5$ в начале канала до $3 \div 2,5$ в конце исследуемого участка. При малых величинах L/d падение m значительное,

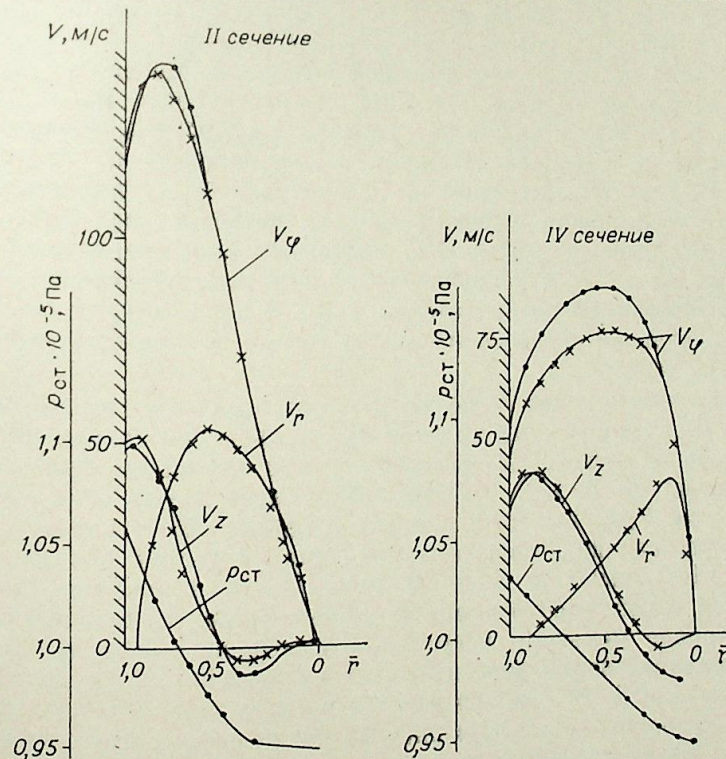


Рис. 8. Распределение $V_\phi(\bar{r})$, $V_z(\bar{r})$, $V_r(\bar{r})$, $p_{ст}(\bar{r})$ по длине канала. $G = 40 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $V_{вх} = 300$ м/с; цилиндрический датчик (●), шаровой (×).

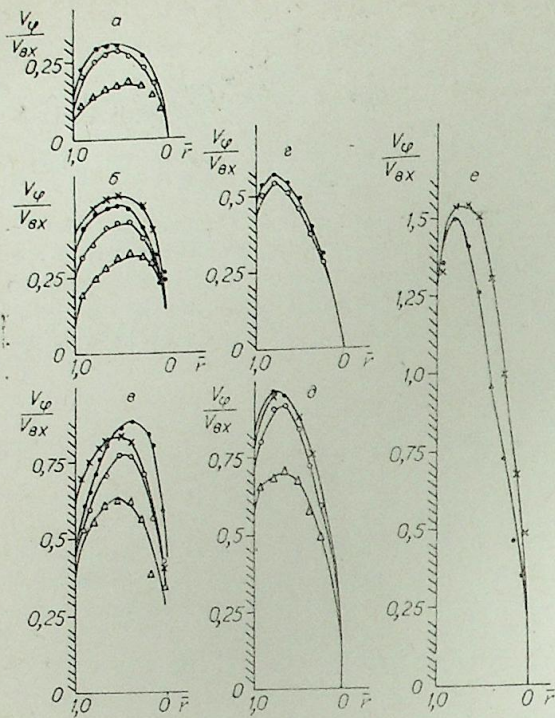


Рис. 9. Распределение относительных скоростей по длине канала диаметром $3 \cdot 10^{-2}$ м для разных расходов газа.

$G = 4,7 \cdot 10^{-3}$ (Δ); $9,2 \cdot 10^{-3}$ (\circ); $13,4 \cdot 10^{-3}$ (\bullet); $2,2 \cdot 10^{-3}$ кг/с (\times). 4 щели (а, б), 8 щелей (в, г), 16 щелей (д, е); $L/d = 17$ (а, б, в), 7,7 (г, д, е).

так как величина коэффициента трения пропорциональна V^2 . В дальнейшем значение m асимптотически приближается к постоянной величине. Можно сделать предположение, что интенсивность вихря сохраняется достаточно высокой на большой длине трубы. Это подтверждается проведенными авторами исследованиями в канале диаметром $3 \cdot 10^{-2}$ м, а также данными работы [5].

Авторы ряда исследований считают, что радиальные скорости потока малы и ими

можно пренебречь. Однако для некоторых устройств, использующих вихревые течения, знание распределения радиальной скорости очень важно. Кроме того, если в канале имеются обратные течения, то, по-видимому, должны существовать радиальные течения. В данной работе с помощью шарового пятиканального датчика измерены трехмерные поля скоростей. На рис. 8 показано распределение $V_\phi(\bar{r})$, $V_z(\bar{r})$, $V_r(\bar{r})$, $p_{ст}(\bar{r})$ в двух сечениях по длине канала. Как видно, радиальная скорость достигает значительной величины. Максимум радиальной скорости лежит на радиусе, где аксиальная скорость переходит через 0. На рис. 8 приведено также распределение скоростей, измеренных цилиндрическим и шаровым датчиком. Когда радиальная составляющая скорости V_r сравнима по величине с аксиальной составляющей V_z , то применение трехмерного шарового датчика позволяет измерить скорости V_z и V_ϕ с большей точностью. Это подтверждается сравнением расхода, измеренного на входе в закручивающий аппарат, с расходом, полученным интегрированием распределения $V_z(\bar{r})$. Кроме того, наличие значительной радиальной скорости позволяет лучше понять структуру вихревого течения газа.

Все описанные ранее эксперименты проведены при диаметре канала $5 \cdot 10^{-2}$ м. Для оценки влияния диаметра канала при сохранении прочих равных условий некоторые измерения поля скоростей проведены для канала диаметром $3 \cdot 10^{-2}$ м. Полученные результаты показывают, что распределение $V_\phi(\bar{r})$ для двух диаметров канала имеет качественно одинаковый вид, однако абсолютные значения скоростей для канала диаметром $3 \cdot 10^{-2}$ выше в 1,5–2,0 раза. Такое возрастание скоростей объясняется законом сохранения кругового момента количества движения для канала меньшего диаметра. Это хорошо видно на рис. 9, где показано распределение относительных скоростей в двух сечениях при диаметре канала $3 \cdot 10^{-2}$ м для разного расхода газа и разных конструкций закручивающих колец. Из рисунка также видно, что с увеличением количества щелей коэффициент скорости $K = V_{\phi \max}/V_{вх}$ увеличивается. Так, например, при увеличении количества щелей с 4 до 8 K возрастает в 2 раза. Интересно отметить, что для закручивающего кольца с 16 тан-

генциальными щелями в сечении на длине канала 7,7 калибра значение $K > 1$; это объясняется наличием зоны потенциального вихря, которая возникает в самой вихревой камере. Абсолютные значения скорости V_ϕ на длинах канала от 7,7 до 17 калибров уменьшаются в 2 раза.

Исследования затухания интенсивности вихря по длине канала, изучение коэффициента сохранения скорости, измерение трехмерного поля скоростей, наличие больших радиальных скоростей и достаточно протяженной зоны пониженного давления по центру позволили построить схему структуры течения в длинном цилиндрическом канале. В дальнейшем эти исследования можно использовать для изучения взаимодействия мощных электрических дуг с такими потоками газа.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОГО ПОТОКА В ТОРОИДАЛЬНОЙ КАМЕРЕ

Исследование динамики вихревого газового потока в тороидальных камерах, как уже отмечалось выше, имеет особое значение. Наличие замкнутой конфигурации позволяет предположить, что в центре камеры могут быть достигнуты более высокие разрежения по сравнению с прямой трубой, кроме того, вихревое течение в торе может быть деформировано относительно центра камеры. При проведении экспериментов с тороидальной камерой осуществлялся один из режимов течений, который ранее исследовался на прямой цилиндрической трубе. Для того чтобы была возможность сравнить результаты измерений, использовался закручивающий аппарат с 8 тангенциальными щелями толщиной 10^{-3} м ($V_{вх} = 100$ и 300 м/с).

Результаты измерений типичного распределения $V_\phi(\bar{r})$, $V_z(\bar{r})$, $V_r(\bar{r})$, $p_{ст}(\bar{r})$ по диаметру тороидальной камеры в двух сечениях а) на длине 1,8 калибра, б) на длине 6,5 калибра при $V_{вх} = 300$ м/с представлены на рис. 10. Как видно из рисунка, центр вихревого потока в сечении, близком к вихревой камере, смещен от центра камеры, и это смещение достигает 0,25r. Наибольшая асимметрия наблюдается в распределении $V_z(\bar{r})$. Большая часть массы газа течет у внутренней стенки тора, где наблюдаются радиальные течения. Распределение $V_\phi(\bar{r})$ имеет меньшую асимметрию, однако величина $V_{\phi \max}$ примерно такая же, как и в прямом канале.

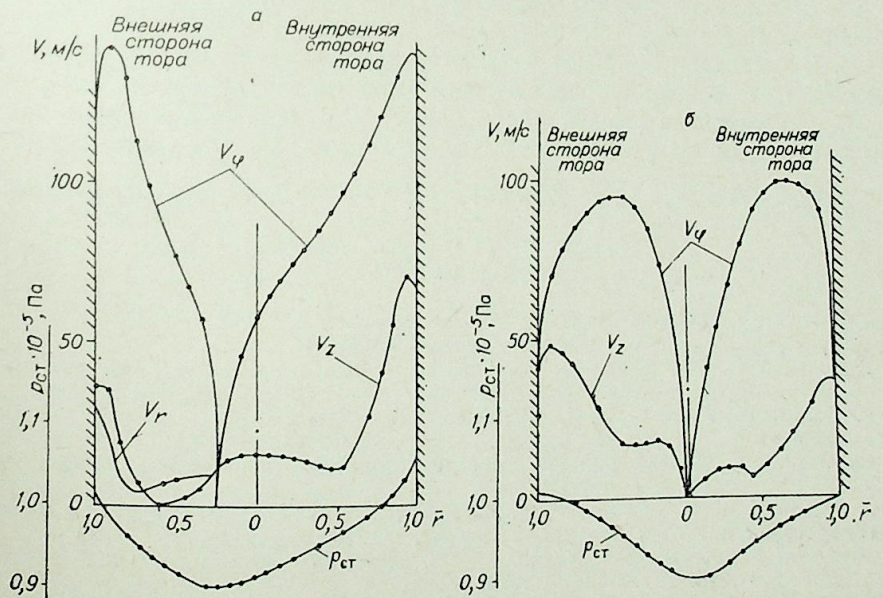


Рис. 10. Распределение $V_\phi(\bar{r})$, $V_z(\bar{r})$, $V_r(\bar{r})$, $p_{ст}$ по диаметру тороидальной камеры в двух сечениях: $L/d = 1,8$ (а); $6,5$ (б).

$G = 31 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $V_{вх} = 300$ м/с.

Распределение $p_{ст}(\bar{r})$ также несимметрично, оно не имеет ярко выраженной «полочки», как это наблюдается для прямого канала; по абсолютной величине максимальное разрежение в торе в два раза больше, чем в прямом канале. По-видимому, организация правильного выброса газа путем устройства специальных диверторов [11], увеличение расхода газа позволили бы получить более сильные градиенты статического давления.

Можно заметить (см. рис. 10, б), что на расстоянии 6,5 калибра течение становится более симметричным, $V_{с max}$ уменьшается по абсолютной величине примерно в такой же степени, как и в прямом канале. Выравнивание течения относительно центра канала объясняется симметричным перетоком части газа в следующую часть тора.

Таким образом, вихревое течение в тороидальной камере имеет более сложный характер, чем в прямой цилиндрической трубе. Особенно следует подчеркнуть, что в торе не наблюдается обратных течений.

ВЫВОДЫ

1. Исследовано вихревое течение газа в прямой цилиндрической трубе на начальном участке ее длиной $10 \div 20$ калибров, для закрутки газа применялись кольца различных конструкций. В исследованном диапазоне тангенциальных скоростей ($50 \div 300$ м/с) течение имеет довольно сложную структуру, наблюдаются обратные течения в центральной зоне и на периферии.

2. Измерения трехмерного поля скоростей показали, что во всех сечениях исследуемого участка имеются радиальные скорости, которые достигают значительных величин и в некоторых случаях равны аксиальным скоростям. Неучет радиальной скорости приводит к увеличению ошибки измерений до 20% и к отсутствию полного представления о структуре газового потока.

3. Изучено затухание вихревого потока по длине канала. Показано, что интенсивность вихря сильно уменьшается на первых $3 \div 4$ калибрах канала; в дальнейшем затухание вихря становится незначительным и закрутка газа сохраняется на больших длинах трубы.

4. Введение в поток датчика диаметром 3 мм при скоростях закрутки 50 м/с и выше не меняет характеристик потока, и измерения в этих случаях не искажаются.

5. Исследовано вихревое течение в тороидальной замкнутой камере. Показано, что в этом случае поток несимметричен относительно оси камеры, максимальное разрежение в центре для данной конструкции тора при прочих равных условиях в 2 раза больше, чем для прямой камеры.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
5/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Балувев Е. Д., Троянкин Ю. В.— Теплоэнергетика, 1967, № 1.
2. Балувев Е. Д., Троянкин Ю. В.— Теплоэнергетика, 1967, № 2.
3. Ляховский Д. И.— В кн.: Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах/Под ред. Г. Ф. Кнорре. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1958.
4. Иванов Ю. В., Кацельсон Б. Д., Павлов В. А.— Там же.
5. Гольдштик М. А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981.
6. Смульский И. И. Исследование гидродинамики вихревых камер. Канд. дис. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1979.
7. Игнатъев В. Ф., Тимошевский А. Н., Урбах Э. К.— В кн.: VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. 1. Алма-Ата, 1977.
8. Gasutoshi Senoo, Tetuzou Nagata. Swirl Flow in Long Pipes with Different Roughness.— Bul. of the JSME, 1972, v. 15, N 90.
9. Стуров Г. И.— В кн.: Аэрогазодинамика. Новосибирск: Наука, 1973.
10. Повх И. Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. М.: Машгиз, 1959.
11. Yashiaki Arata. Concept of Vortex Gas Tunnel and Application to High Temperature Plasma Production.— J. Phys. Soc. Japan, 1977, v. 43, N 3, September.
12. Горлин С. М., Слезингер И. И. Аэромеханические измерения. М.: Наука, 1964.

А. С. ВАСИЛЬКОВСКАЯ, П. М. УЛАНОВ

К ВОПРОСУ О ПОЛУЧЕНИИ И ИЗМЕРЕНИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ГАЗА

В работе [1] исследовано трехмерное поле скоростей вихревого течения газа в длинной цилиндрической трубе. При увеличении расходов воздуха через вихревую камеру максимальная величина V_0 возрастала, приближаясь к скорости звука, однако методика измерения распределения скоростей по радиусу вихревого потока газа, описанная в [1], не позволила доказать существование околозвуковых, а тем более сверхзвуковых скоростей вращения газа. Поэтому в предлагаемой статье авторами исследована возможность получения сверхзвуковых скоростей кругового движения газа. Так как измерение таких больших скоростей при вихревом течении газа вызывает определенные трудности, то этот вопрос изучен особенно тщательно.

Из литературы известно [2], что экспериментально получены сверхзвуковые окружные скорости. Причем эти скорости получены на малых относительных радиусах (0,15) и при больших градиентах статических давлений $p_{ст}/p_r = 5$ (здесь $p_{ст}$ — давление на стенке камеры, p_r — давление на радиусе, где достигнута скорость звука). Непосредственно пневмометрическими датчиками скорость вихревого течения газа в работе [2] не измерялась. Она была рассчитана по градиенту статического давления, измеренному вдоль радиуса торцевой крышки трубки. При расчете использована следующая формула:

$$M^2 = \frac{\bar{r}'}{\gamma p'} \cdot \frac{dp'}{dr'} \quad (1)$$

где M — число Маха, p' — отношение локального статического давления к статическому давлению на стенке, \bar{r}' — отношение локального радиуса к радиусу трубки, γ — показатель адиабаты. Эта формула, безусловно, верна, когда аксиальная и радиальная скорости по сравнению с тангенциальной малы и ими можно пренебречь.

Все приведенные в данной статье экспериментальные результаты получены на установке, описанной в [1]. Попытка получить сверхзвуковые скорости закрутки путем использования специального закручивающего кольца с впесованными соплами типа сопла Лаваля оказалась неэффективной, что подтверждается и в [2]. По-видимому, трудно выбрать работу сопел в критическом режиме, так как с увеличением скорости истечения газа возрастает градиент статического давления, и, кроме того, скорость газа, выходящего из сопел, очень быстро гаснет за счет трения о боковую поверхность закручивающего кольца и торцевые поверхности камеры. Экспериментальные результаты показали, что принципиально сверхзвуковые скорости закрутки могут быть достигнуты на обычном закручивающем кольце с тангенциальными щелями за счет сохранения кругового момента количества движения, но при этом нужно существенно увеличивать энергию выходящей струи газа, чтобы перекрыть аэродинамические потери в вихревой камере.

Как уже отмечалось выше, измерение больших скоростей при вихревом течении газа оказывается затруднительным, поэтому применялись раздельные методы измерений: направления потока, полного напора, статического давления. Контролем правильности измерения этих трех величин служила оценка по (1) числа Маха, которое рассчитывалось по данным измерения распределения градиента статического давления вдоль радиуса крышки вихревой камеры.

Для определения направления потока применялся двухтрубчатый датчик с углом среза трубок 70° , для измерения полного напора — датчик, изготовленный из медицинской иглы диаметром 0,8 мм с внутренним отверстием диаметром 0,5 мм. «Носик» датчика длиной 4–5 мм имел оживальную форму и был выгнут по линиям тока. Согласно [3], датчики такого типа при измерении полного напора нечувствительны к скосам потока в пределах $\pm 15^\circ$, что и наблюдалось в наших экспериментах, поэтому измерение полного напора не вызывало особых затруднений и было проведено с большой степенью точности.

Главная сложность заключалась в измерении статического давления. Для этого был изготовлен датчик из такой же медицинской иглы, но, чтобы выдержать все расстояния до приемных отверстий, рекомендованные в [3] при измерении сверхзвуковых скоростей, длина его «носика» составляла 11 мм. В связи с тем, что измерения распределения статического давления проводились в круглой трубе малого диаметра (~ 50 мм), такая большая длина «носика» давала существенную ошибку в определении статического давления. Причем с уменьшением радиуса измерения эта ошибка возрастала, так как становилось все сложнее выставить кончик «носика» и измерительные приемные отверстия по одной линии тока. Поэтому величина статического давления для первого сечения, расположенного на расстоянии 1,6 калибра от торца крышки вихревой камеры, выбиралась из измеренного распределения давления по радиусу крышки. Считалось, что изменение распределения статического давления на такой длине в аксиальном направлении мало. Это подтверждается сравнением величины измеренного давления на стенке трубы в этом сечении с величиной давления камеры на радиусе, соответствующем радиусу трубы. В пределах точности измерений эти давления совпадают. В сечении III вниз по потоку статическое давление на стенке трубы уменьшается. Соответственно должно уменьшаться давление на локальных радиусах потока, однако в расчетах числа М статическое давление выбиралось из распределения давления по радиусу крышки камеры. В этом случае измеренные числа М были меньше истинных значений скорости потока.

При измерении сверхзвуковых скоростей пневмометрическими насадками число М рассчитывалось по формуле [4]:

$$\frac{P_{ст}}{P_0} = \frac{166,7M^2}{(7M^2 - 1)^{2,5}}, \quad (2)$$

где $P_{ст}$ — статическое давление потока, P_0 — величина полного напора. Показатель адиабаты γ в этой формуле принят равным 1,4.

Дозвуковые скорости при М от 1 до 0,5 рассчитывались тоже по [4]:

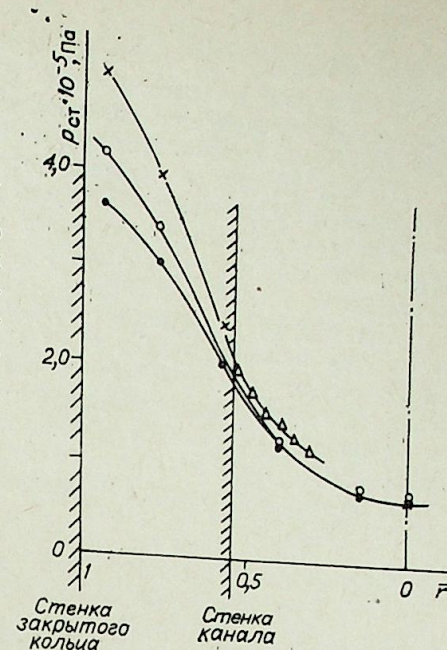
$$\frac{P_0}{P_{ст}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\gamma/\gamma - 1}. \quad (3)$$

Статическое давление по радиусу крышки вихревой камеры и на стенке трубы измерялось путем отбора давления из отверстий диаметром 0,5 мм.

На рис. 1 представлено распределение статического давления по радиусу закручивающего кольца с восемью тангенциальными прорезями (общая площадь прорезей составляет 3,5% от площади закручивающего кольца). Из рисунка видно, что наибольший градиент статического давления наблюдается для расхода 0,18 кг/с. В этом случае в пределах

Рис. 1. Распределение статического давления по радиусу крышки вихревой камеры.

$G = 0,12$ кг/с (●); 0,14 (○); 0,18 (×); 0,18 кг/с — распределение $P_{ст}(\bar{r})$, измеренное пневмометрическим насадком (△).



относительных радиусов от 0,8 до 0,4 градиент практически линейный и составляет $0,2 \cdot 10^5$ Па/мм. Измеренные значения сверхзвуковой скорости соответствуют этому градиенту. При приближении к центру канала градиент давления начинает уменьшаться и примерно на расстоянии $1/5$ радиуса от центра принимает почти нулевое значение. На рис. 1 показано также распределение статического давления, измеренное насадком в сечении I цилиндрического канала. Давления, измеренные на стенке канала и на соответствующем радиусе крышки вихревой камеры, совпадают. В дальнейшем при движении к центру статическое давление, измеренное пневмометрическим насадком, оказывается завышенным. На рис. 2 показано распределение по радиусу числа М для главного вектора скорости в двух сечениях канала при различных расходах газа. В сечении 4 мм от стенки канала. В дальнейшем при увеличении расстояния от стенки к центру скорость уменьшается по линейному закону, т. е., как и в дозвуковом течении, выполняется закон квазитвердого вращения. При сокращении расхода до 120 г/с значение M_{max} уменьшается до 1,15. Вниз по потоку в сечении III так же, как и в дозвуковом потоке, абсолютная

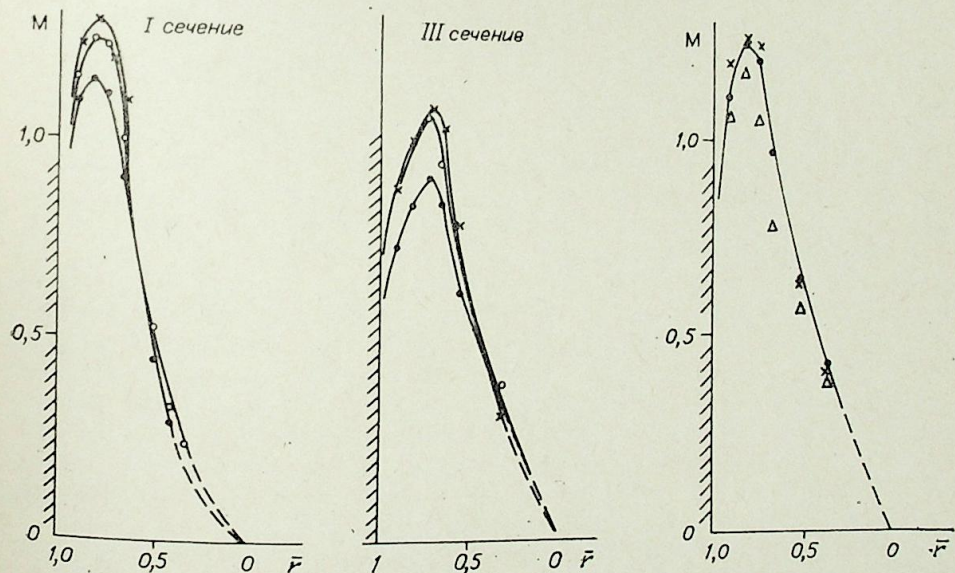


Рис. 2. Распределение главного вектора скорости по радиусу канала для двух сечений. $G = 0,12$ (●); 0,14 (○); 0,18 кг/с (×).

Рис. 3. Распределение главного вектора скорости по радиусу канала в сечении I.

● — число М, определенное по формуле (1) с учетом $P_{ст}(\bar{r})$ по крышке; △ — число М, найденное по (2) с учетом $P_{ст}(\bar{r})$ измеренных датчиком; × — число М, вычисленное по формуле (3).

величина скорости падает, нарастает пограничный слой, значение M_{\max} достигается уже на расстоянии 6 мм от стенки, переход к дозвуковой скорости осуществляется только для расхода в 0,12 кг/с. При расходах 0,14 и 0,18 кг/с сохраняется еще сверхзвуковая скорость.

Разные методы измерения числа M для сверхзвуковых скоростей вращения газа позволили построить распределение главного вектора скорости по радиусу канала в сечении I для расхода газа 140 г/с. Из рис. 3 видно, что «разброс» значений числа M , определенного тремя разными методами, не превышает 10%.

Анализируя экспериментальные результаты, можно сделать заключение, что околозвуковое и даже сверхзвуковое вращение газа действительно возможно. Оно обуславливается сохранением кругового момента количества движения, для чего следует значительно увеличить энергию выходящей струи газа из щелей закручивающего кольца, чтобы перекрыть аэродинамические потери, возникающие за счет трения газа о торцевые поверхности вихревой камеры и боковую поверхность закручивающего кольца.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
5/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильковская А. С., Уланов И. М. Некоторые вопросы экспериментального исследования вихревых течений газа в длинном цилиндрическом канале и торе.— Изв. СО АН СССР, постоянный номер.
2. Keyes J. J. An experimental study of the dynamics in high velocity vortex flow Proceedings of the 1960.— Heat transfer and fluid Mechanics institute Stanford University, 1960.
3. Петунин А. Н. Методы и техника измерений параметров газового потока. М.: Машиностроение, 1972.
4. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.

Ю. Н. КУЧЕРОВ, А. Г. ФИШОВ, Л. Н. ЯЦУК

АЛГОРИТМИЗАЦИЯ РАСЧЕТА ПЕРЕХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ АВАРИЙНЫХ РЕЖИМОВ АВТОНОМНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

С развитием электроэнергетических систем (ЭЭС) непрерывно повышаются требования к надежности и качеству их работы. Эти требования неразрывно связаны с определением параметров режима ЭЭС в различных коммутационных режимах: короткие замыкания, обрывы линий, отключения (включения) генераторов, нагрузок и т. д. На основании исследования данных параметров решается широкий круг вопросов как при проектировании, так и управлении ЭЭС: выбор структуры сети, обоснование необходимых мер противоаварийной автоматики и дозирования, управляющих воздействий [1].

Цель данной работы заключается в построении алгоритма расчета длительных переходных токов и напряжений в электрической системе при коммутационных изменениях ее структуры с учетом взаимодействия электромагнитных и электромеханических переходных процессов.

Разработанные к настоящему времени способы решения этой задачи можно, примерно, разделить на два. Это, во-первых, исследование систем простой структуры при подробном математическом описании ее элементов и, во-вторых, исследование систем, содержащих сотни ветвей и узлов, десятки станций, при достаточно упрощенных математических моделях элементов. Упрощение достигается и разделением задачи на частные. Так, при расчете динамической устойчивости, как правило, не учитывают переходные процессы в статорных цепях в силу их скорости и несопоставимости по времени с электромеханическими переходными процессами, сопровождающимися относительными перемещениями масс роторов генераторов и процессов в демпферных контурах машин при малых относительных скольжениях. При расчетах же токов короткого замыкания, как правило, не учитывается электромеханический переходный процесс. Однако в ряде случаев такой подход недопустим, например, в автономных электрических системах (самолетные, судовые, железнодорожные и др.). От больших ЭЭС их отличает ряд особенностей [2]: отсутствие мощной сети, соизмеримость мощностей источников и потребителей и связанное с этим резкое изменение параметров режима при включениях нагрузки и авариях; малые постоянные инерции роторов генераторов и быстродействующие регуляторы частоты вращения (АРЧВ) первичных двигателей, определяющие быстрое протекание электромеханических процессов; применение самовозбуждающихся генераторов, имеющих большие скорости нарастания тока возбуждения; наличие коротких линий с незначительными реактивностями и относительно большими активными сопротивлениями в цепях статоров генераторов, что приводит к набросам их электромагнитной мощности при коротких замыканиях и др.

Расчет переходных параметров режима в таких системах, а также специфика расчета токов короткого замыкания в ЭЭС требуют разработ-

ки алгоритма расчета, отличного от известных. В основу предлагаемого алгоритма положена методика расчета динамической устойчивости сложных электрических систем с определением электромагнитных мощностей синхронных машин через матрицу собственных и взаимных проводимостей (СВП) [3, 4]. Основным ее недостатком является отсутствие расчета режима внешней электрической сети, так как схема эквивалентруется к узлам включения ЭДС генераторов и весь дальнейший анализ проводится по соответствующей данной схеме матрице СВП, корректируемой в моменты нарушения режима. При расчетах же токов и напряжений короткого замыкания такой подход не является решением проблемы в целом. Во-первых, далеко не всегда место их определения сводится к генераторным узлам; во-вторых, уточненный учет нагрузки (например, статическими либо динамическими характеристиками) требует сохранения их точек примыкания и в число переменных, определяемых на каждом шаге расчета, должны входить напряжения в этих узлах.

Таким образом, предлагаемый алгоритм (см. схему) расчета переходных токов и напряжений включает совместное рассмотрение электромагнитных переходных процессов в цепях ротора генератора при наличии АРВ и электромеханических переходных процессов при определении электрических параметров режима в любой желаемой части электрической системы.

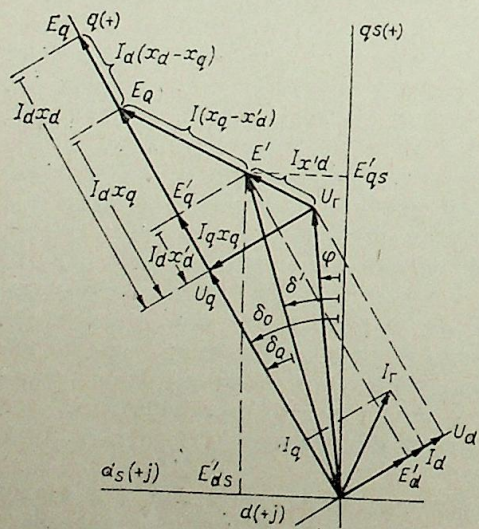
Алгоритм заключается в следующем:

1. По заданной информации о расчетной схеме электрической системы и параметрах ее нормального режима определяются элементы матрицы узловых проводимостей Y . Сопротивления генераторов x_{qi} , пересчитанные в проводимости шунтов, включаются в диагональные элементы матрицы Y , соответствующие узлам подключения генераторов, представляемых источниками тока.

2. Расчет элементов расширенной матрицы узловых проводимостей — Y_p . В отличие от матрицы Y она содержит дополнительное число (равное числу генераторов n) диагональных элементов и соответствующих им недиагональных элементов (учитываются сопротивления ветвей генераторов и узлов подключения их ЭДС). Данное разделение обобщенных параметров необходимо, так как в первом случае (п. 1) матрица Y используется для расчета напряжений во всех точках сети, а Y_p — для получения матрицы СВП, позволяющей через постоянство переходной ЭДС по оси q (E'_q) связать режимы электрической сети при коммутациях.

3. Расчет начальных условий (н. у.). Проводится только на первой стадии ($K1=1$), так как на последующих шагах все величины, получаемые в блоке н. у., корректируются в процессе численного интегрирования

дифференциальных уравнений. По заданным параметрам генераторов x_{qi} , x'_{di} и по найденным из нормального режима значениям напряжений $U_{ri} < \varphi$, мощностей P_{ri} , Q_{ri} с использованием векторной диаграммы (см. рисунок) определяются E' — переходная ЭДС за x'_d и ее составляющие по осям q , d — E'_q , E'_d ; E_Q — фиктивная ЭДС машины за сопротивлением x_q , E_q — ЭДС холостого хода генератора; δ_0 — собствен-



Векторная диаграмма синхронной машины в осях q , d и q_s , d_s .

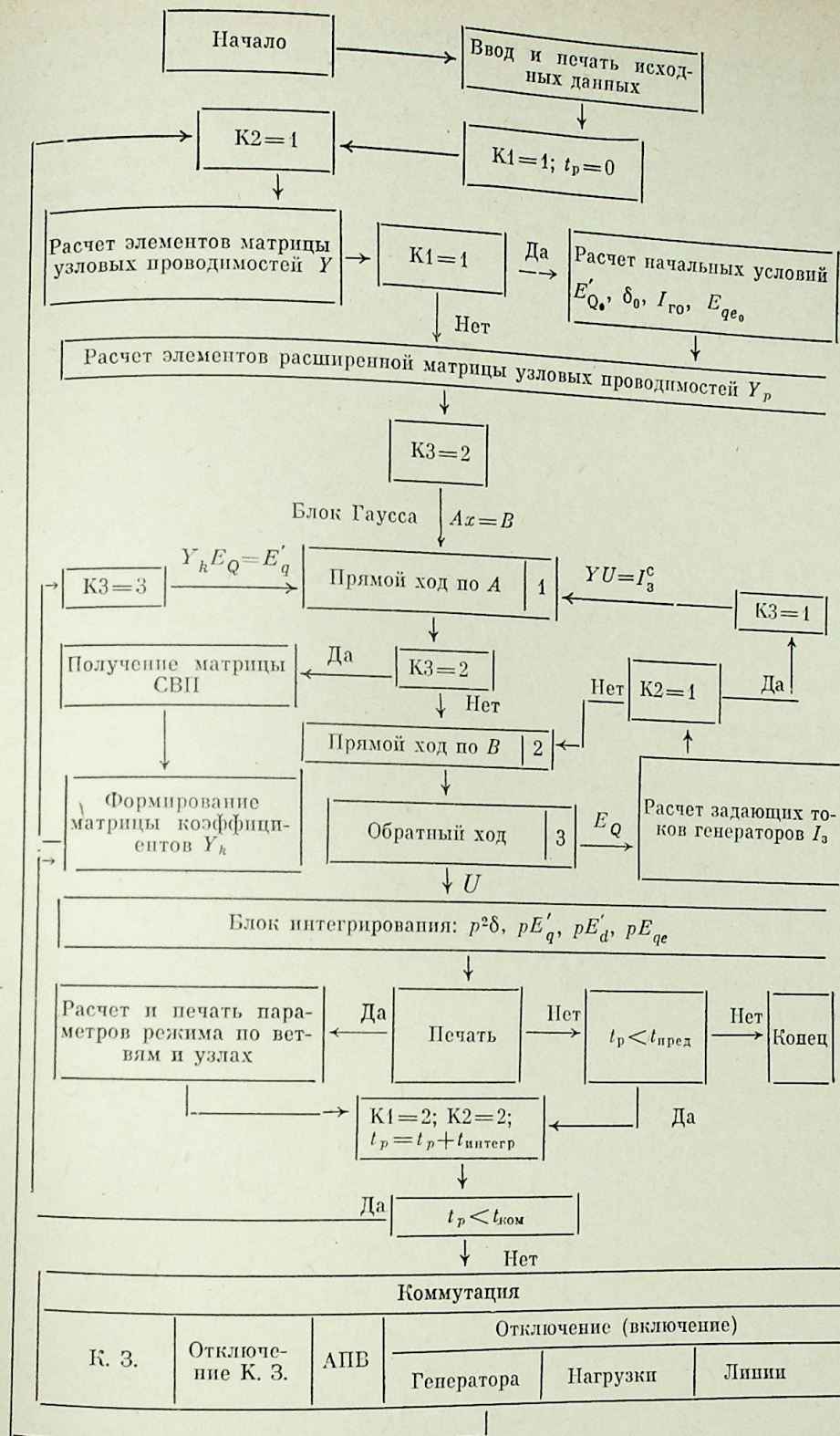


Схема алгоритма расчета параметров режима в переходном процессе электрической системы (блоки 1, 2 и 3 определяют алгоритм Гаусса).

ный угол ротора генератора, определяемый как угол между осью q синхронно вращающейся системы координат и осью q системы координат, жестко связанной с ротором данного генератора.

4. Эквивалентирование расширенной схемы с целью получения матрицы СВП. Исключаются все узлы схемы, кроме точек приложения ЭДС генераторов. Это достигается применением алгоритма прямого хода Гаусса к элементам матрицы Y_p . В результате имеем полнозаполненную матрицу СВП размерностью $n \cdot n$.

5. Формирование матрицы коэффициентов (Y_k), связывающей изменяющиеся значения ЭДС E'_q и собственного угла ротора генератора δ_i с фиктивной ЭДС E_Q

$$Y_k E_Q = E'_q \quad (1)$$

Здесь элементы матрицы Y_k определяются как [1]

$$y_{kii} = 1 + b_{ii}(x_{qi} - x'_{di}), \quad (2)$$

$$y_{kij} = (x_{qi} - x'_{di}) y_{ij} \cos(\delta_{ij} - \alpha_{ij}), \quad (3)$$

где b_{ii} и $y_{ij} = 1/g_{ij} - jb_{ij}$ — соответственно реактивная составляющая собственной проводимости i -го узла и модуль взаимной проводимости между узлами i и j , взятые их матрицы СВП:

$$\delta_{ij} = \delta_i - \delta_j; \quad \alpha_{ij} = 90^\circ - \arctg(b_{ij}/g_{ij}).$$

6. Расчет вектора фиктивных ЭДС. На каждом шаге интегрирования решается методом Гаусса система алгебраических уравнений (1), где E'_q — выходной вектор блока п. у. на первом этапе расчета ($K1 = 1$) и блока интегрирования — на последующих. Примечательной особенностью данного уравнения является возможность расчета ЭДС E_Q как в процессе изменения движения роторов генераторов и потокосцеплений их контуров, так и при изменении схемы системы, например при коротких замыканиях, отключениях линий и т. д. Эти изменения отрабатываются в элементах матрицы Y_k , а ЭДС E'_q в силу ее пропорциональности потоку возбуждения ротора в первый послекоммутационный период остается неизменной и равной значению из предшествующего режима.

7. Расчет задающих токов генераторных узлов

$$I_{zi} = E_{Qi}/x_{qi}. \quad (4)$$

Здесь следует учесть, что все расчеты, связанные с определением параметров режима сети, необходимо проводить в осях q_s, d_s . Уравнения связи переменных могут быть получены из векторной диаграммы с принятым направлением осей, например для ЭДС, E' имеем

$$\begin{bmatrix} E'_q \\ E'_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_i & \sin \delta_i \\ -\sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E'_{qs} \\ E'_{ds} \end{bmatrix} \quad (5)$$

8. Вычисление вектора напряжений U в узлах сети. На каждом шаге интегрирования методом Гаусса решается система алгебраических уравнений вида

$$YU = I_z,$$

где Y — матрица, сформированная по п. 1, а вектор I_z включает кроме значений I_{zi} нулевые элементы, соответствующие токам пассивных узлов схемы замещения. Быстродействие алгоритма достигается однократным приведением матрицы Y к треугольному виду до последующего коммутационного изменения схемы, а также использованием ее слабой заполненности.

9. Вычисление правых частей дифференциальных уравнений, приведенных к форме Коши, и численное интегрирование уравнений, определяющих изменение движения роторов генераторов и переходных процессов в его обмотках при наличии АРВ пропорционального типа

$$p^2 \delta_i = \frac{\omega_0}{T_{Ji}} [M_{di} - M_{Gi}], \quad (6)$$

$$p E'_{qi} = \frac{\omega_0}{T_{d0i}} [E_{qe_i} - E_{qi}], \quad (7)$$

$$p E'_{di} = \frac{\omega_0}{T'_{di}} [E'_{di} + I_{qi}(x_{qi} - x'_{di})], \quad (8)$$

$$p E_{qe_i} = \frac{\omega_0}{T_{Ei}} [E_{qe0} - E_{qe_i} - k_u \Delta U - k_I \Delta I], \quad (9)$$

где обозначения общеприняты, а ЭДС E_{qi} определяется из векторной диаграммы

$$E_{qi} = E'_{qi} + I_{di}(x_{di} - x'_{di}),$$

$E_{qe0} = E_{q(0)}$ — определяется из начальных условий. При наличии АРЧВ момент первичного двигателя также будет переменной величиной, функциоально связанной с угловой частотой вращения ротора генератора и его активной мощностью

$$M_{di} = f(\omega_i, P_{Gi}). \quad (10)$$

10. Проверка соответствия шага печати с шагом интегрирования. В случае необходимости вывода расчетной информации проводятся расчет и печать потокораспределения по ветвям схемы замещения.

Изменение расчетной схемы для нового ее состояния достигается подключением дополнительных элементов, например, шунтов большой проводимости при симметричном коротком замыкании, либо шунтов, учитывающих параметры схем замещения обратной и нулевой последовательности при несимметричных коротких замыканиях, а также отключением элементов в соответствии со стратегией ликвидации, либо локализации аварии.

Заключение. Разработан алгоритм расчета переходных параметров режима в любой желаемой части сложной электрической системы при достаточно точном описании синхронных машин: учете различия их параметров по осям q и d ; изменении углов роторов генераторов; введении в расчет дифференциальных уравнений контура возбуждения и непрерывного регулирования ЭДС возбуждения и моментов первичного двигателя.

Алгоритм в достаточной степени универсальный, так как с выводом необходимой информации может быть использован при анализе динамической устойчивости ЭЭС. При более полном описании переходных процессов в синхронных машинах, реализуемом на основе уравнений Парка — Горева и отличающемся от заложенного в предлагаемый алгоритм метода учетом быстрозатухающих процессов в статорных цепях и демпферных контурах, а также при соответствующем описании двигательной нагрузки для учета подпитки места короткого замыкания может быть предложен алгоритм, основанный на разделении процесса расчета. Главная идея такого алгоритма заключается в том, чтобы для малого времени (0,03—0,1 с) проводить расчет переходного процесса по мгновенным значениям переменных при наиболее строгом моделировании электромеханической системы. При этом, возможно, не потребуется учитывать электрохимический переходный процесс, что существенно упростит процедуру решения

уравнений Парка — Горева за счет исключения из уравнений статора ЭДС вращения. В дальнейшем возможно проводить расчет параметров режима в действующих значениях по предложенному алгоритму.

Новосибирский электротехнический институт

Поступила в редакцию
21/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Применение цифровых вычислительных машин в электроэнергетике. Учебное пособие для вузов/О. В. Щербачев, А. Н. Зейлигер, К. П. Кадомская и др. Л.: Энергия, 1980.
2. Веретенников Л. П. Исследование процессов в судовых электроэнергетических системах. Теория и методы. Л.: Судостроение, 1975.
3. Жданов П. С. Вопросы устойчивости электрических систем/Под ред. Л. А. Жукова. М.: Энергия, 1979.
4. Веников В. А. Переходные электромеханические процессы в электрических системах. М.: Высш. школа, 1970.

УДК 621.316.064.1 : 537.312.62.001.24

В. М. МЕЕРОВИЧ

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ЭКРАНОВ ТОКОГРАНИЧИВАЮЩИХ УСТРОЙСТВ

В последние годы появился ряд работ, в которых предлагаются различные энергетические устройства с использованием сверхпроводящих экранов [1, 2]. При переходе этих экранов из сверхпроводящего в нормальное состояние изменяется величина магнитной связи между элементами устройства, что может быть использовано для создания токоограничивающего, распределительного и других эффектов.

Цель работы — создание основ методики расчета ряда параметров токоограничивающих устройств с замкнутыми сверхпроводящими экранами. Простейшее из таких устройств изображено на рис. 1. Переключающим элементом служит не весь экран, а слабое звено, выполненное в виде ряда параллельно соединенных нитей или полос сверхпроводника и переходящее в несверхпроводящее состояние при определенной величине тока в рабочей цепи. Этим достигается изменение сопротивления рабочей обмотки, индуктивно связанной с экраном и включаемой последовательно в защищаемую цепь. Переключающий элемент устройства может быть как управляемым, так и неуправляемым, в последнем случае он переходит в нормальное состояние вследствие увеличения наведенного тока в экране до критической величины.

К любому токоограничивающему устройству предъявляются следующие основные требования: эффективное и быстрое ограничение токов короткого замыкания (КЗ), слабое влияние на нормальный режим работы цепи, а также обеспечение в аварийном режиме условий, необходимых для действия релейной защиты [3]. Ток срабатывания устройства и установившийся ток в аварийном режиме должны находиться в таких пределах:

$$I_{п.г. доп} < I_{ср} \leq I_{откл. ном}, \quad (1)$$

$$I_{р.з} < I_{уст} \leq I_{откл. ном},$$

где $I_{п.г. доп}$ — допустимый ток перегрузки цепи; $I_{р.з}$ — ток срабатывания релейной защиты; $I_{откл. ном}$ — номинальный ток выключателя, установленного в данной цепи.

Кроме общих, существует ряд специфических требований к токоограничивающим устройствам со сверхпроводящими экранами. Весьма существенными являются требования к тепловыделению в элементе при переходе его в несверхпроводящее состояние. Тепловые потери и температура, до которой разогревается элемент, зависят от времени работы устройства в режиме токоограничения. Это время определяется интервалом между моментом КЗ в цепи и моментом отключения этой цепи. Одним из основных требований к устройству является возврат его в рабочее состояние к моменту повторного включения линии (АПВ). При этом ток повторного срабатывания устройства $I_{ср2}$ должен находиться в пределах, указанных в формулах (1).

Положим, что переключающий элемент экрана изготовлен из сверхпроводника 1-го рода и при токе, равном критическому, полностью пе-

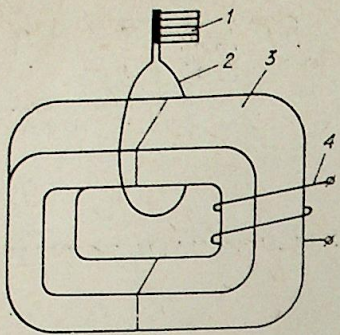


Рис. 1. Схема токоограничивающего устройства с замкнутым сверхпроводящим экраном.

1 — переключающий элемент, 2 — экран, 3 — магнитопровод, 4 — обмотка.

где C_n — теплоемкость единицы длины нити; h — коэффициент теплоотдачи; Π — периметр сечения нити; q_v — тепловыделение на единицу объема; S_n — площадь сечения нити; T — температура; T_0 — начальная температура; t — время.

В связи с тем, что в литературе недостаточно данных о величине нестационарного коэффициента теплоотдачи в жидком гелии, в работе использовалось стационарное значение с учетом известной зависимости при переходе от пузырькового режима кипения к пленочному. Для оценок по максимуму такой подход является оправданным.

Зависимость теплоемкости от температуры при низких температурах имеет вид $C = \alpha T^3 + \beta T$, где α и β — постоянные коэффициенты.

Тепловыделение в нити в сверхпроводящем состоянии на единицу объема в единицу времени:

$$q_v = \frac{i_3^2(t) R_0}{V}, \quad (3)$$

где $i_3(t)$ — мгновенное значение тока в экране; R_0 — активное сопротивление переключающего элемента; V — его объем.

При определении тока $i_3(t)$ должен быть учтен переходный процесс при КЗ в цепи, содержащей токоограничивающее устройство, поскольку время работы устройства в режиме токоограничения сравнимо с временем этого процесса. Изменение тока в переходном процессе определяется как фазой тока в момент КЗ, так и параметрами внешней цепи. От этих параметров будет зависеть и максимальная температура разогрева переключающего элемента. При расчете параметров устройства для определенного типа линий следует исходить из случая КЗ, когда тепловыделение в переключающем элементе за время работы устройства в режиме токоограничения максимально. Для определения переходного процесса при установке токоограничивающего в каждой фазе линии может быть использована упрощенная схема замещения (рис. 2).

Уравнения для токов в основной цепи и экране:

$$u = (L + L_{s1}) \frac{di}{dt} + Ri + L_{s2} \frac{di_3}{dt} + i_3 R_0',$$

$$L_1 \frac{di_3}{dt} = (L_1 + L_{s2}) \frac{di_3}{dt} + i_3 R_0',$$

где L и R — параметры цепи при КЗ; L_{s1} и L_{s2} — индуктивности рассеяния основной обмотки и экрана; L_1 — индуктивность намагничивания; R_0' — приведенное сопротивление экрана.

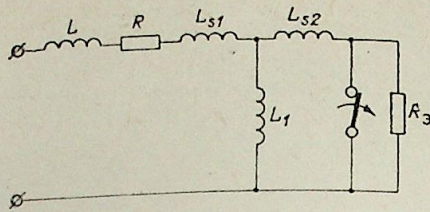


Рис. 2. Схема замещения простейшей цепи с токоограничивающим устройством.

переходит в нормальное состояние. Уравнение теплового баланса на единицу длины нити переключающего элемента в одномерном случае имеет вид

$$C_n \frac{dT}{dt} = -h\Pi(T - T_0) + q_v S_n, \quad (2)$$

В определенный момент линия отключается и до момента АПВ переключающий элемент остывает, т. е. $q_v = 0$.

Для эффективного токоограничения активное сопротивление переключающего элемента должно значительно превышать индуктивное сопротивление экрана:

$$x_p = kN^2 R_0, \quad (5)$$

где $k \ll 1$, а N — отношение числа витков рабочей обмотки к числу витков экранирующей.

Оценки показывают, что достаточно брать $k \sim 0,1$ для того, чтобы экран в нормальном состоянии почти полностью переставал экранировать магнитный поток.

Объем сверхпроводника в переключающем элементе, состоящем из n нитей радиуса r и длиной l , равен

$$V = \pi r^2 n l. \quad (6)$$

Число нитей n получается из условия соответствия критического тока переключающего элемента $I_c = 2\pi r H_c$ току срабатывания устройства I_{cp} :

$$n = \frac{N I_{cp}}{2\pi r H_c}, \quad (7)$$

где H_c — критическое поле сверхпроводника 1-го рода.

Аналогичные соотношения могут быть получены и для сверхпроводников 2-го рода, а также в случае изготовления элемента из ряда подос.

Поскольку $R_0 = \rho l / \pi r^2 n$, где ρ — удельное сопротивление материала переключающего элемента в нормальном состоянии, то с учетом (5) и (7) получаем длину нити

$$l = \frac{r I_{cp} x_p}{2\rho k N H_c}. \quad (8)$$

Ток срабатывания устройства I_{cp} и ток повторного срабатывания при АПВ I_{cp2} связаны между собой соотношением

$$I_{cp} = I_{cp2} \frac{T_c^2 - T_0^2}{T_c^2 - T_1^2}, \quad (9)$$

где T_c — критическая температура сверхпроводящего материала переключающего элемента устройства; T_1 — температура элемента к моменту АПВ; T_0 — температура гелиевой ванны.

При фиксированных параметрах цепи и сопротивлении устройства x_p — температура является функцией только радиуса нити r и тока срабатывания. С увеличением этого тока возрастает общая величина тепловых потерь. Однако в силу (7) и (8) растут число нитей и их длина, что приводит к снижению плотности тепловых потерь и увеличению поверхности переключающего элемента. Поэтому при увеличении тока срабатывания устройства температура, до которой нагревается переключающий элемент, уменьшается.

Ряд параметров устройства, такие как сопротивление x_p , число витков рабочей обмотки N должны выбираться с учетом системных и весогабаритных требований, не рассматриваемых в работе. Объем элемента, как видно из (6)–(8), не зависит от N и тем меньше, чем меньше x_p .

Методика определения основных параметров переключающего элемента заключается в следующем. Вначале выбирается наименьший ток срабатывания при АПВ I_{cp2} , обычно принимаемый несколько выше допустимого тока перегрузки цепи. Уравнение теплового баланса (7) решается совместно с уравнением зависимости критического тока от температуры (9). Определяется минимально возможный ток срабатывания,

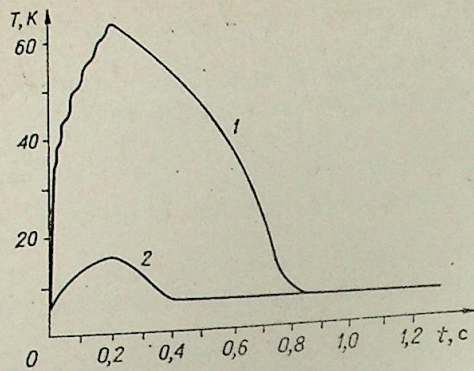


Рис. 3. Зависимость температуры нитей переключающего элемента от времени для различных радиусов.

$x_p = 10 \text{ Ом}; N = 100, R = 10^{-4} \text{ (1)}, 10^{-3} \text{ м (2)}$.

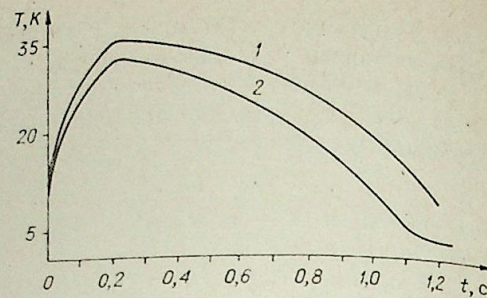


Рис. 4. Зависимость температуры переключающего элемента от времени при различных токах срабатывания устройства.

$x_p = 10 \text{ Ом}; N = 100; R = 10^{-3} \text{ м}; I_{cp} = 650 \text{ (1)}, 700 \text{ А (2)}$.

удовлетворяющий условиям (1), при котором переключающий элемент успевает к моменту АПВ вернуться в сверхпроводящее состояние с критическим током, соответствующим току I_{cp2} . Затем по формулам (6)–(8) вычисляются размеры стабилизированного в тепловом отношении элемента. Радиус нити r при этом является варьируемым параметром.

На основе полученных выше соотношений составлена программа расчета параметров переключающего элемента экрана на ЭВМ БЭСМ-6. Программа позволяет получать также зависимости температуры и тока в элементе от времени.

В качестве примера применения описанной методики проводился расчет ряда параметров токоограничивающего устройства, установленного на передачу натуральной мощности. Исходные параметры линии: $R = 0, L = 0,005 \text{ Гн}$. Сопротивления рассеяния обмотки и экрана полагались равными нулю. Расчет проводился для различных значений сопротивления устройства x_p и числа витков обмотки N . Переключающий элемент, выполненный из свинца имеет кри-

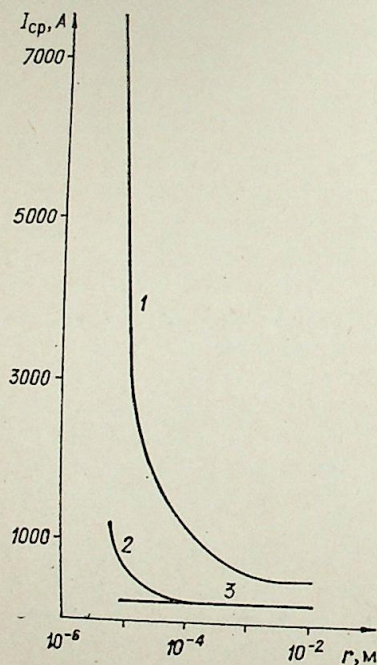


Рис. 5. Зависимость тока срабатывания устройства от радиуса нитей переключающего элемента при разных индуктивных сопротивлениях рабочей обмотки.

$x_p = 1 \text{ (1)}, 10 \text{ (2)}, 30 \text{ Ом (3)}$.

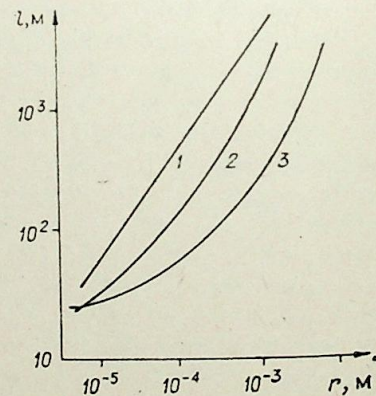


Рис. 6. Зависимость длины нитей переключающего элемента от их радиуса при разных индуктивных сопротивлениях рабочей обмотки.

$x_p = 30 \text{ (1)}, 10 \text{ (2)}, 1 \text{ Ом (3)}$.

тические параметры: $H_c = 4,2 \cdot 10^4 \text{ А/м}, T_c = 7,2 \text{ К}, \rho = 0,25 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ (зависимость сопротивления от температуры не учитывалась). Коэффициент теплоотдачи выбирался равным 1000 Вт/м^2 при $T - T_0 > 0,6 \text{ К}$ и 5000 Вт/м^2 при $T - T_0 < 0,6 \text{ К}$.

Время работы устройства в режиме токоограничения выбиралось равным $0,2 \text{ с}$ (нагрев), а интервал отключения до АПВ — 1 с , ток повторного срабатывания устройства $I_{cp} = 400 \text{ А}$.

Расчет проводился для свинцовых нитей радиусом от 10^{-3} до 10^{-5} м . С уменьшением радиуса нитей длина их также уменьшается согласно соответствующий стабилизированному в тепловом отношении элементу. Однако уменьшению радиуса нитей препятствуют технологические трудности изготовления и увеличение их максимальной температуры (рис. 3).

На участке кривой роста температуры (рис. 3) заметны небольшие пульсации температуры, связанные с переменным током, протекающим по экрану. На рис. 4 показана зависимость конечной температуры элемента от тока срабатывания устройства. Зависимости тока срабатывания I_{cp} и длины нитей от их радиуса изображены на рис. 5 и 6.

При анализе результатов для приведенного примера можно выбрать наиболее приемлемые с точки зрения рассмотренных требований и возможности изготовления конструктивные параметры переключающего элемента. Такими параметрами токоограничивающего устройства для линии 110 кВ являются следующие:

$x_p = 10 \text{ Ом}; N = 100; l = 190 \text{ м}; n = 1515; I_{cp} = 400 \text{ А}; V = 0,01 \text{ м}^3$.

Оптимизация параметров и расчет технико-экономических характеристик токоограничивающего устройства не входили в задачу работы. Предлагаемая методика расчета параметров может быть использована в качестве основы при создании более полной методики, а также для оценки ряда параметров и их анализа.

СИБНИИЭ, Новосибирск

Поступила в редакцию
1/VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Создание устройств, управляющих режимами электроэнергетических систем на основе явления перехода веществ из одного состояния в другое/Вершинин Ю. Н., Шнейль Р. В. и др.—Электричество, 1978, № 12.
2. Müller K. Superconducting Current-limiting device for a. с.—Докл. ВЭЛК, секц. 1, 1977, № 49.
3. Неклепаев Б. Н. Координация и оптимизация уровней токов короткого замыкания в электрических системах. М.: Энергия, 1978.

УДК 621.311.016.351.001.24

А. Х. КАЛЮЖНЫЙ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГОСИСТЕМ КОНЕЧНОЙ МОЩНОСТИ
ПРИ АНАЛИЗЕ НОРМАЛЬНЫХ И ПОСЛЕАВАРИЙНЫХ РЕЖИМОВ

ВВЕДЕНИЕ

Все реальные энергосистемы, включая такие энергообъединения, как Единая энергетическая система СССР, имеют конечную мощность. Это означает, что при возмущении в энергосистеме наряду с взаимными колебаниями углов между роторами генераторов возникает общее изменение частоты. Полное движение ротора каждого генератора складывается из его движения относительно какой-то заданной точки системы и общего движения всей системы. В некоторых случаях в качестве точки отсчета удобно задавать центр инерции системы. Тогда полное движение складывается из движения относительно центра инерции и движения самого центра инерции [1]. До недавнего времени общее движение или изменение частоты в системе не учитывалось, а анализировались лишь взаимные колебания углов. В качестве точки отсчета назначался какой-то узел системы, который обозначался «шинами неизменного напряжения» или «шинами бесконечной мощности». Такое допущение не только приводит к количественным погрешностям, но и искажает реально протекающие в энергосистеме физические процессы, делая невозможным, например, исследование длительных переходных процессов, анализ послеаварийных режимов, обусловленных небалансами мощности.

Вопросы моделирования процессов в энергосистемах разработаны в работах [2—6]. Однако основное внимание в этих работах уделено моделированию взаимного движения.

Конкретные модели, позволяющие учесть частоту при расчете установившихся режимов, проверке условий самовозбуждения, самораскачивания, расчете длительных переходных процессов, уже приводились в [7—10]. Однако в их основе не было единообразия. Данная работа посвящена составлению обобщенной модели энергосистемы и получению на ее основе различных моделей для решения конкретных задач с учетом общего движения системы.

ОБОБЩЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГОСИСТЕМЫ

Для анализа переходных процессов в энергосистеме необходимо записать дифференциальные уравнения для всех ее элементов, дополнить их необходимыми алгебраическими уравнениями и связать всех их вместе. В результате должна быть получена замкнутая система уравнений, где число неизвестных равно числу уравнений системы.

Дифференциальные уравнения синхронной машины, записанные в фазных координатах, содержат периодически изменяющиеся в зависимости от положения оси ротора коэффициенты. Если учесть, что угол оси ротора в переходном процессе является сложной функцией времени, то становится понятным, что решение таких дифференциальных уравнений встречает практически непреодолимые трудности. Предложенный

Парком и Горевым переход к вращающейся системе координат $d-q$, жестко связанных с ротором, позволил заменить периодические коэффициенты дифференциальных уравнений на постоянные и тем самым открыть реальную возможность анализа переходных процессов. Следует отметить, что переход к вращающейся системе координат несколько усложняет описание переходных процессов в электрических сетях. Однако это усложнение является преодолимым.

Для записи уравнений во вращающихся координатах выбрана система осей $d-q$, где ось d отстает от оси q и является вещественной. Положительное направление для продольной составляющей потокосцеплений опережает ось q . Такая система координат принята в [6].

Дифференциальные уравнения синхронного генератора при выбранной системе координат имеют вид

$$\begin{aligned} U_d &= \frac{d\gamma}{dt} \Psi_q + \frac{d\Psi_d}{dt} - r i_d; \\ U_q &= -\frac{d\gamma}{dt} \Psi_d - \frac{d\Psi_q}{dt} - r i_q; \\ U_f &= \frac{d\Psi_f}{dt} + r_f i_f; \\ O &= \frac{d\Psi_{Di}}{dt} + r_{Di} i_{Di}, \quad i = 1, 2, \dots, n; \\ &\dots \dots \dots \\ O &= \frac{d\Psi_{Qk}}{dt} + r_{Qk} i_{Qk}, \quad k = 1, 2, \dots, m; \\ &\dots \dots \dots \\ M_T &= J \frac{d^2\gamma}{dt^2} + \frac{3}{2} (\Psi_d i_q + \Psi_q i_d), \end{aligned} \tag{1}$$

где γ — угол относительно неподвижной оси отсчета, J — момент инерции; f, D, Q — индексы, обозначающие обмотку возбуждения и демпферные контуры по продольной и поперечной осям. Остальные обозначения общеприняты.

Эти уравнения должны быть дополнены уравнениями для потокосцеплений, которые для простоты запишем в матричной форме

$$\Psi = Li. \tag{2}$$

Система уравнений (1) записана для синхронной машины с n демпферных контуров по продольной оси и с m контуров по поперечной оси ротора. Параметры демпферных контуров могут быть определены по экспериментальным или типовым частотным характеристикам [11]. Значения U_d и U_q определяются из решения уравнений сети. Величины напряжения возбуждения U_f и момента турбины (M_T) определяются с учетом законов регулирования возбуждения, первичного и вторичного регулирования скорости турбин.

Закон изменения угла γ характеризуется движением системы. Если ввести относительный угол ротора генератора δ , который отсчитывается относительно k -го узла, то в общем случае для угла и мгновенной скорости или частоты Ω_i в любой точке системы

$$\begin{aligned} \gamma_i &= \delta_{ik}(t) + \int_0^t \Omega_k(t) dt; \\ \Omega_i &= \frac{d\delta_{ik}}{dt} + \Omega_k. \end{aligned} \tag{3}$$

Запишем уравнения для элементов сети во вращающихся координатах. Для последовательно соединенных активного сопротивления и индуктивности (r, L), по концам которых приложены напряжения U_1, U_2 ,

связь между напряжениями и токами имеет вид [12]

$$\begin{aligned} U_{d1} - U_{d2} &= r i_d + L \frac{di_d}{dt} - L i_q \Omega; \\ U_{q1} - U_{q2} &= r i_q + L \frac{di_q}{dt} + L i_d \Omega. \end{aligned} \quad (4)$$

Емкость, подключенная к напряжению U , обтекается током i_c , который вычисляется из выражений

$$\begin{aligned} \frac{dU_d}{dt} - U_q \Omega &= \frac{i_c C_d}{C}; \\ \frac{dU_q}{dt} + U_d \Omega &= \frac{i_c C_q}{C}. \end{aligned} \quad (5)$$

Различные соединения элементов r , L , C могут быть описаны уравнениями типа (4) и (5).

Нагрузка может моделироваться в виде сочетания статических элементов (r , L , C) и асинхронного двигателя. Уравнения асинхронного двигателя аналогичны уравнениям генератора (1). Статические элементы описываются уравнениями типа (4) и (5). Поскольку каждый узел нагрузки содержит большое количество асинхронных двигателей с различными рабочими механизмами, а также множество статических элементов, предпочтительно моделировать эквивалентные нагрузки статическими или динамическими характеристиками.

Уравнения, описывающие различные элементы энергосистемы в соответствии со структурой схемы, связываются уравнениями Кирхгофа. Для связи различных систем вращающихся координат используются, при необходимости, общеизвестные соотношения

$$\begin{vmatrix} U_{d1} \\ U_{q1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \delta_{12} & \sin \delta_{12} \\ -\sin \delta_{12} & \cos \delta_{12} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} U_{d2} \\ U_{q2} \end{vmatrix}. \quad (6)$$

Аналогичные уравнения записываются и для токов.

Уравнения типа (1)–(6) позволяют описать переходные процессы во всей энергосистеме. С их помощью можно исследовать электромагнитные и электромеханические процессы, а также общее движение системы. Поэтому совокупность уравнений типа (1)–(6) характеризует обобщенную модель энергосистемы конечной мощности. Действительно, составленная модель может быть использована для расчета нормальных и послеаварийных режимов, исследования статической устойчивости этих режимов; наконец, для расчета электромеханических переходных процессов. Следует отметить, что описанная модель предназначена для анализа лишь симметричных схем, когда отсутствуют токи нулевой и обратной последовательности. Описанная модель не позволяет исследовать электромагнитные процессы при несимметричных коротких замыканиях. Последнее не входит в круг рассматриваемых вопросов, но при необходимости может быть учтено дополнительно.

Применение обобщенной модели в полном объеме нецелесообразно. Переходные процессы, происходящие в энергосистемах и описываемые уравнениями (1)–(6), резко различаются по скорости изменения режимных параметров и длительности протекания. Так, электромагнитные процессы, возникающие при самовозбуждении, характеризуются частотами свободных колебаний до 10 Гц и за доли секунды приводят к опасным для оборудования перенапряжениям и токам [13]. Электромеханические переходные процессы, возникающие при внезапных возмущениях, продолжаются 10–12 с и характеризуются колебаниями режимных параметров с частотой около 1,0 Гц [4]. Такой же частотой свободных колебаний характеризуются электромеханические процессы, обусловленные самораскачиванием генераторов. При самораскачивании инкремент нарастания колебаний в 5–10 раз меньше, чем при самовозбуждении

[13]. Наконец, длительные переходные процессы протекают в течение сотен секунд [11]. Поэтому на основе обобщенной модели для каждой задачи должна быть обоснована и получена как частный случай своя математическая модель.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ ГЕНЕРАТОРОВ

Самовозбуждение — это процесс электромагнитной неустойчивости, характеризуемый нарастанием токов и напряжений. Высокие скорости электромагнитных процессов и большие частоты свободных колебаний делают необходимым учет переходных процессов в статорных цепях контуров генераторов. Последнее особенно важно при исследовании асинхронного самовозбуждения.

В то же время при исследовании условий возникновения самовозбуждения можно не учитывать электромеханических переходных процессов. Принимая неизменными углы между генераторами ($\delta = \text{const}$), частоту в системе, необходимо в то же время учесть действительное значение частоты проверяемого режима $\Omega \neq 314 = \text{const}$. Такие допущения основаны на разделении движений, при котором электромеханические процессы протекают настолько медленно, что не оказывают влияния на условия возникновения самовозбуждения. Дополнительно следует отметить, что на свободные колебания, возникающие при самовозбуждении, практически не влияет АРВ. Поэтому можно считать $U_f = \text{const}$. Перечисленные допущения общепризнаны [13] и не приводят к существенным погрешностям.

Задача сводится к исследованию устойчивости в малом. В связи с этим следует записать линеаризованные уравнения (1)–(6) в приращенной форме при нулевых начальных условиях сведется к простой замене символов $p = d/dt$.

С учетом сделанных допущений и принимая во внимание, что, согласно (3),

$$p\gamma = \Omega = \text{const},$$

можно записать уравнения (1)–(2), исключая токи в роторных цепях, следующим образом:

$$\begin{vmatrix} -[pX_d(p) - r] & \omega X_q(p) \\ -\omega X_d(p) & -[pX_q(p) + r] \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta i_d \\ \Delta i_q \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \Delta U_d \\ \Delta U_q \end{vmatrix}, \quad (7)$$

где $X_d(p)$, $X_q(p)$ — операторные сопротивления синхронного генератора, $\omega = \Omega/\Omega_0 = \Omega/314$ — частота в относительных единицах.

В частном случае работы генератора через емкость C на мощную систему, что равнозначно при исследовании самовозбуждения работе генератора на емкость, получаем, согласно (5),

$$\begin{aligned} \Delta U_d &= \frac{p x_c}{p^2 + \omega^2} \Delta i_d + \frac{\omega x_c}{p^2 + \omega^2} \Delta i_q; \\ \Delta U_q &= -\frac{\omega x_c}{p^2 + \omega^2} \Delta i_d + \frac{p x_c}{p^2 + \omega^2} \Delta i_q. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), получаем систему двух уравнений с двумя неизвестными (Δi_d , Δi_q), которую можно исследовать на устойчивость.

При работе генератора на внешнюю сеть со сложным операторным сопротивлением $Z(p)$ связь между ΔU и Δi имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta U_d &= Z'(p) \Delta i_d - Z''(p) \Delta i_q; \\ \Delta U_q &= Z''(p) \Delta i_d + Z'(p) \Delta i_q. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь

$$\begin{aligned} Z'(p) &= \frac{Z(p+j\omega) + Z(p-j\omega)}{2}; \\ Z''(p) &= \frac{Z(p+j\omega) - Z(p-j\omega)}{2j}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $Z(p \pm j\omega)$ — операторное сопротивление внешней сети по смещенному оператору.

В случае сложной схемы, когда генераторы связаны через четырехполюсники, напряжения и токи по концам четырехполюсника связаны следующим соотношением [6]:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \Delta U_{2d}(p) \\ \Delta U_{2q}(p) \\ \Delta I_{2d}(p) \\ \Delta I_{2q}(p) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} A'(p) & -A''(p) & B'(p) & -B''(p) \\ A''(p) & A'(p) & B''(p) & B'(p) \\ C'(p) & -C''(p) & D'(p) & -D''(p) \\ C''(p) & C'(p) & D''(p) & D'(p) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta U_{1d} \\ \Delta U_{1q} \\ \Delta I_{1d} \\ \Delta I_{1q} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (11)$$

где операторные коэффициенты четырехполюсника определяются с учетом произвольной частоты ω , согласно соотношениям типа (10). Напряжения и токи сети должны быть связаны с напряжениями и токами генераторов с помощью выражений типа (6).

Проведенные исследования показали [8], что в некоторых случаях изменение частоты в системе значительно увеличивает опасность самовозбуждения генераторов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Электромеханическими переходными процессами называются процессы, обусловленные взаимными качаниями роторов генераторов. Они возникают вследствие внезапного возмущения в системе или из-за самораскачивания генераторов. В первом случае при сохранении динамической устойчивости колебательный процесс затухает, а во втором — нарастает, но в обоих случаях частоты свободных колебаний и скорости изменения режимных параметров приблизительно одинаковы. Поэтому для расчета электромеханических переходных процессов и для исследования условий возникновения самораскачивания можно в основном использовать одни и те же уравнения энергосистемы.

Особое внимание следует уделить в этом случае уравнениям движения роторов генераторов, моделирующим, согласно (3), полное движение системы.

Электромагнитные переходные процессы в статорных цепях генераторов быстро затухают и не оказывают влияния на протекание электромеханических переходных процессов. Поэтому электромагнитные процессы в статорных цепях обычно не учитываются. Их учет необходим лишь в некоторых случаях [6] при анализе параметрического самораскачивания.

Существенно упрощается также моделирование процессов в контурах роторов генераторов. Обычно учитываются лишь электромагнитные процессы в обмотке возбуждения [3, 4, 9]. В некоторых случаях дополнительно учитываются эквивалентные демпферные контуры по продольной и поперечной осям ротора. Однако, как показали результаты исследований, на протекание электромеханических переходных процессов влияет поперечный демпферный контур. В продольной оси определяющее влияние оказывает обмотка возбуждения. Даже при анализе параметрического самораскачивания в настроенных электропередачах условия устойчивости определяются обмоткой возбуждения и поперечным демпферным контуром [6]. Поэтому в общем случае анализа электромеханических переходных процессов достаточно моделировать два эквивалентных контура на роторе: обмотку возбуждения и поперечный демпферный

контур. Дополнительно следует учитывать переходные процессы в системе автоматического регулирования возбуждения генераторов ($U_f = \text{var}$).

На основании изложенного выше запишем сначала уравнения генератора с учетом переходных процессов в статорных цепях. Учитывая, что

$$P = M\Omega,$$

получаем из (1) и (2) с учетом (3):

$$\begin{aligned} U_d &= \left(\frac{\omega}{\omega_r} E_d'' + \omega x_q'' i_q \right) + \frac{1}{\Omega_0} \frac{d}{dt} \left(\frac{E_q'}{\omega_r} - x_d' i_d \right) - r i_d; \\ U_q &= \left(\frac{\omega}{\omega_r} E_q' - \omega x_d' i_d \right) - \frac{1}{\Omega_0} \frac{d}{dt} \left(\frac{E_d''}{\omega_r} + x_q'' i_q \right) - r i_q; \\ E_{qe} &= \omega_r T_{d0} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{E_q'}{\omega_r} \right) + E_q' + \omega_r (x_d - x_d') i_d; \\ 0 &= \omega_r T_Q \frac{d}{dt} \left(\frac{E_d''}{\omega_r} \right) + E_d'' - \omega_r (x_q - x_q'') i_q; \\ P_\tau &= T_j S_n \omega_r \frac{d\omega_r}{dt} + P_\sigma, \end{aligned} \quad (12)$$

где $E_q' = \Omega_r \frac{x_{ad}}{x_f} \Psi_f$ — переходная ЭДС за сопротивлением x_d' , $E_d'' = -\Omega_r \frac{x_{aq}}{x_Q} \Psi_Q$ — переходная ЭДС, обусловленная потокосцеплением поперечного демпферного контура; $E_{qe} = \omega_r \frac{x_{ad}}{v_f} U_f$ — вынужденная ЭДС, обусловленная системой возбуждения; $T_j = \frac{J\Omega_0^2}{S_n}$ — инерционная постоянная времени; ω_r , ω — скорость вращения ротора и частота тока на зажимах генератора в относительных единицах; S_n — полная номинальная мощность генератора; P_σ , P_τ — электромагнитная мощность генератора и мощность турбины.

Переходные ЭДС E_q' и E_d'' , согласно теореме о постоянстве потокосцеплений, при внезапном возмущении не могут измениться скачком. При неизменном угле между ЭДС и напряжением генератора величины ω_r и ω численно равны. Электромагнитная мощность P_σ записывается через переменные уравнений (12)

$$P_\sigma = E_q' i_q + E_d'' i_d - i_d i_q \omega_r (x_d' - x_q'').$$

Уравнения генераторов дополняются уравнениями сети типа (4) и уравнениями связи (6), аналогично тому, как это делается при исследовании самовозбуждения.

При неучете электромагнитных процессов в электрической сети она описывается алгебраическими уравнениями. В качестве независимых переменных сети удобно рассматривать модули векторов напряжения в узлах и углы δ этих векторов.

Уравнения генератора могут быть получены из (12) или непосредственно из (1) — (3).

Пренебрегая трансформаторными ЭДС и активными сопротивлениями r генераторов, имеем

$$\begin{aligned} E_{qe} &= \omega_r T_{d0} \frac{d}{dt} \left(\frac{E'_0}{\omega_r} \right) + E_q; \\ 0 &= \omega_r T_Q \frac{d}{dt} \left(\frac{E''_d}{\omega_r} \right) + E_d; \\ P_\tau &= T_j S_H \omega_r \frac{d\omega_r}{dt} + P_\sigma, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} E_q &= E'_q \frac{x'_d}{x'_d} - U \frac{\omega_r}{\omega} \cdot \frac{x'_d - x'_d}{x'_d} \cos(\delta_r - \delta); \\ E_d &= E''_d \frac{x''_q}{x''_q} - U \frac{\omega_r}{\omega} \cdot \frac{x''_q - x''_q}{x''_q} \sin(\delta_r - \delta). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь E_q — ЭДС за синхронным сопротивлением x_d , E_d — ЭДС в поперечной оси, δ_r и δ — углы ЭДС E_q (или E'_q) и напряжения U генератора относительно оси отсчета. Электромагнитная мощность генератора вычисляется через независимые переменные следующим образом:

$$P_\sigma = \frac{E'_q U}{\omega_r x'_d} \sin(\delta_r - \delta) - \frac{E''_d U}{\omega_r x''_q} \cos(\delta_r - \delta) + \frac{U^2 (x'_d - x''_q)}{2\omega_r x'_d x''_q} \sin 2(\delta_r - \delta). \quad (15)$$

Получение выражений для E_{qe} и P_τ заслуживает особого рассмотрения. Эти величины могут быть определены из [8, 10].

Для каждого узла нагрузки в соответствии с первым законом Кирхгофа получаем два уравнения

$$\begin{aligned} -P_{\sigma i} + P_i + \sum_j P_{ij} &= 0; \\ -Q_{\sigma i} + Q_i + \sum_j Q_{ij} &= 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $P_{\sigma i}$, $Q_{\sigma i}$ — мощности генератора, примыкающего к i -му узлу, вычисляемые из уравнений, аналогичных (15). Мощности нагрузки определяются из статических или динамических характеристик типа

$$\begin{aligned} T_{P_i} S_{Pi} \frac{d\omega_i}{dt} + P_{i0}(U_i, U_i^2, \omega_i, \omega_i^2) &= P_i; \\ T_{Q_i} S_{Qi} \frac{d\omega_i}{dt} + Q_{i0}(U_i, U_i^2, \omega_i, \omega_i^2) &= Q_i, \end{aligned} \quad (17)$$

где P_{i0} , Q_{i0} — статические характеристики нагрузки.

Перетоки мощности по связи $i-j$ определяются

$$\begin{aligned} P_{ij} &= U_i Y_{ii}(\omega_i) \sin \alpha_{ii}(\omega_i) + U_i U_j Y_{ij}(\omega_j) \sin[\delta_i - \delta_j - \alpha_{ij}(\omega_j)]; \\ Q_{ij} &= U_i^2 Y_{ii}(\omega_i) \cos \alpha_{ii}(\omega_i) - U_i U_j Y_{ij}(\omega_j) \cos[\delta_i - \delta_j - \alpha_{ij}(\omega_j)]. \end{aligned} \quad (18)$$

При анализе электромеханических переходных процессов следует учитывать, что в общем случае возмущенного движения частота является переменной величиной и мгновенные значения частоты в разных узлах схемы различны. Это отражено в уравнениях (12)–(18). Однако, совместив ось отсчета углов с вектором напряжения в k -м узле ($\delta_k = 0$), можно исключить все частоты, кроме частоты ω_k

$$\begin{aligned} \omega_i &= m \frac{d\delta_i}{dt} + \omega_k, \\ \omega_{ri} &= m \frac{d\delta_{ri}}{dt} + \omega_k, \end{aligned} \quad (19)$$

где m — масштабный коэффициент, а ω_k характеризует изменение частоты или общее движение системы.

Для исследования самораскачивания необходимо уравнения (12)–(18) записать в приращениях и рассматривать в операторной форме.

При неучете переходных процессов в статорных цепях в результате линеаризации уравнений (13) получаем для генератора

$$\begin{aligned} \Delta E_{qe} &= T_{d0} \left(p - \frac{\Theta}{\omega} \right) \Delta E'_q - \frac{T_{d0} E'_q}{\omega} \left(p - \frac{\Theta}{\omega} \right) \Delta \omega_r + \Delta E'_q; \\ 0 &= T_Q \left(p - \frac{\Theta}{\omega} \right) \Delta E''_d - \frac{T_Q E''_d}{\omega} \left(p - \frac{\Theta}{\omega} \right) \Delta \omega_r + \Delta E_d; \\ \Delta P_\tau &= T_j S_H \omega \left(p + \frac{\Theta}{\omega} \right) \Delta \omega_r + \Delta P_\sigma, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\Theta = \frac{d\omega}{dt}$ — ускорение всей системы.

Уравнения (20) записаны для общего случая проверки условий самораскачивания квазистационарного режима, характеризуемого частотой ω и ускорением Θ . Уравнения (20) свидетельствуют о том, что условия самораскачивания зависят от частоты и общего ускорения системы. В частном случае установившегося режима $\Theta = 0$ и

$$\begin{aligned} \Delta E_{qe} &= T_{d0} p \Delta E'_q - \frac{T_{d0} E'_q}{\omega} p \Delta \omega_r + \Delta E_q; \\ 0 &= T_Q p \Delta E''_d - \frac{T_Q E''_d}{\omega} p \Delta \omega_r + \Delta E_d; \\ \Delta P_\tau &= T_j S_H \omega p \Delta \omega_r + \Delta P_\sigma. \end{aligned} \quad (21)$$

Используя (14) и (15), можно приращения ΔE_q , ΔE_d и ΔP_σ записать через переменные системы. Аналогично записываются ΔE_{qe} и ΔP_τ . В результате получаем для генератора три уравнения с четырьмя переменными $\Delta E'_q$, $\Delta E''_d$, $\Delta \delta_r$, $\Delta \omega_r$.

Для каждого узла нагрузки уравнения типа (16), записанные в приращениях, имеют три переменных: U_i , $\Delta \delta_i$, $\Delta \omega_i$. С использованием (19) из всех уравнений системы исключаются приращения частоты

$$\begin{aligned} \Delta \omega_{ri} &= m p \Delta \delta_{ri} + \Delta \omega_k; \\ \Delta \omega_i &= m p \Delta \delta_i + \Delta \omega_k. \end{aligned} \quad (22)$$

Лишь в k -м узле, где $\delta_k = 0$, $\Delta \delta = 0$, переменными являются ΔU_k , $\Delta \omega_k$. Таким образом, для системы, содержащей n узлов, из которых m генераторных, составляется $3m + 2n$ дифференциальных уравнений, а число переменных равно количеству уравнений. Отметим, что уравнения (13), (20) и (21) записаны в форме Лебедева — Жданова [3], но получены из уравнений Парка — Горева. Можно показать, что уравнения Лебедева — Жданова являются частным случаем уравнений Парка — Горева при $\omega = 1,0$; $\Theta = 0$. Уравнения, приведенные в [8], могут быть получены из (20) при $T_Q = 0$ и $\Theta = 0$.

ПРОВЕРКА АПЕРИОДИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ

Модель энергосистемы для проверки аперриодической устойчивости может быть получена на основе модели, приведенной выше для анализа самораскачивания, но при $p = 0$.

Для генератора в общем случае квазиустановившегося режима

$$\begin{aligned} \Delta E_{qe} &= -\frac{T_{d0}\Theta}{\omega} \Delta E'_q + \frac{T_{d0}E'_q\Theta}{\omega^2} \Delta\omega_r + \Delta E_q; \\ 0 &= -\frac{T_Q\Theta}{\omega} \Delta E'_d + \frac{T_Q E'_d\Theta}{\omega^2} \Delta\omega_r + \Delta E_d; \\ \Delta P_r &= T_j S_n \Theta \Delta\omega_r + \Delta P_o. \end{aligned} \quad (23)$$

В частном случае $\Theta = 0$ получаются общеизвестные равенства

$$\begin{aligned} \Delta E_{qe} &= \Delta E_q; \\ 0 &= \Delta E_d; \\ \Delta P_r &= \Delta P_o. \end{aligned} \quad (24)$$

Аналогично для каждого узла нагрузки записываются в приращенных уравнения баланса активной и реактивной мощности.

Проверка аperiodической устойчивости осуществляется по знаку определителя матрицы линеаризованных уравнений режима [9], включающих уравнения для всех узлов нагрузки и генераторов. При этом, как видно из сравнения уравнений (23) и (24), условия аperiodической устойчивости установившихся и квазиустановившихся режимов различаются. Они зависят от общего ускорения системы.

РАСЧЕТ НОРМАЛЬНЫХ И ПОСЛЕАВАРИЙНЫХ РЕЖИМОВ

Для расчета нормальных и установившихся послеаварийных режимов при $\omega \neq 1,0$ используются уравнения (16) и (24), записанные не в приращениях. Мощность турбины определяется как функция частоты с учетом ограничений [9]. Реактивная мощность при действии АРВ с большими коэффициентами усиления обычно определяется из условия $U_r = \text{const}$. Ограничения вводятся не по реактивной мощности, а по току ротора. Нагрузки в общем случае учитываются статическими характеристиками $P, Q = F(U, U^2, \omega, \omega^2)$. Дополнительно учитывается зависимость от частоты всех остальных элементов энергосистемами. Более подробно этот вопрос освещен в [9].

Длительные переходные процессы, протекающие десятки и сотни секунд, можно упрощенно представить в виде серии квазиустановившихся послеаварийных режимов [10]. Для расчета квазиустановившихся послеаварийных режимов, характеризуемых общим ускорением системы, необходимо помимо уравнений сети (16) учитывать переходные процессы в генераторах, согласно (13). При этом основное внимание уделяется уравнению движения. Электромагнитные процессы в генераторах в ряде случаев можно не учитывать, а рассматривать, как при расчете установившихся режимов, $U = \text{const}$ или $I_r = \text{const}$. При расчете длительных переходных процессов или квазиустановившихся послеаварийных режимов особое внимание следует уделить моделированию переходных процессов в гидро- и тепломеханическом оборудовании и его системах регулирования [10].

ВЫВОДЫ

1. Для анализа режимов и устойчивости современных энергосистем необходимо моделировать полное движение генераторов в системе, складывающееся из взаимного их движения и общего движения системы.
2. Полученные на единой методологической основе модели для решения различных электроэнергетических задач представляются наиболее общими и позволяют при необходимости учитывать не только изменение частоты, но и ускорение системы. Разработанные ранее модели, в том

числе учитывающие изменение частоты, могут быть получены как частные случаи из приведенных в данной работе.

3. Разработанные модели являются корректными, так как учитывают все факторы, оказывающие основное влияние на исследуемые процессы. Используемые в каждом конкретном случае упрощения общеприняты или основываются на исследованиях, выполненных ранее автором.

4. Для расчета электромеханических процессов и исследования самораскачивания полученные уравнения приведены к форме Лебедева — Жданова, что существенно облегчает исследование.

5. Все разработанные модели реализованы в промышленных или эталонных программах и апробированы при исследовании режимов и устойчивости конкретных энергосистем и энергообъединений.

Сибирский научно-исследовательский
институт энергетики,
Новосибирск

Поступила в редакцию
20/VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукашов Э. С. О движении центра инерции электрической системы. — Электричество, 1980, № 7.
2. Горев А. А. Переходные процессы синхронной машины. Л.: Госэнергоиздат, 1950.
3. Жданов П. С. Вопросы устойчивости электрических систем. М.: Энергия, 1979.
4. Венников В. А. Переходные электромеханические процессы в электрических системах. М.: Высшая школа, 1970.
5. Цукерник Л. В. Основные положения анализа статической устойчивости сложных энергосистем при помощи ЦВМ. — В кн.: Проблемы технической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1972.
6. Лукашов Э. С. Уравнения малых колебаний дальних электропередач и исследование их на устойчивость. Новосибирск: Наука, 1966.
7. Калюжный А. Х. Об учете изменения частоты в системе при оценке условий самовозбуждения в дальних электропередачах. — Изв. СО АН СССР, 1966, № 6.
8. Калюжный А. Х. Уравнения малых колебаний сложной электроэнергетической системы, учитывающие изменение частоты. — Изв. СО АН СССР, 1976, № 8.
9. Калюжный А. Х. Расчет режимов и статической устойчивости электроэнергетических систем с учетом изменения частоты. — Электричество, 1979, № 6.
10. Моделирование и расчет длительных переходных процессов в сложных энергосистемах при больших небалансах мощности/Лукашов Э. С., Калюжный А. Х., Лизалек Н. Н., Соколов Ю. В. — Электричество, 1981, № 2.
11. Калюжный А. Х. Типовые частотные характеристики и определение параметров контуров на роторе крупных турбогенераторов. — В кн.: Применение частотных методов в электроэнергетических исследованиях. — Тр. СибНИИЭ, 1972, вып. 21.
12. Страхов С. В. Переходные процессы в электрических сетях, содержащих машины переменного тока. М.: Госэнергоиздат, 1960.
13. Самовозбуждение и самораскачивание в электрических системах/Венников В. А., Анисимова Н. Д., Долгинов А. И., Федоров Д. А. М.: Выш. школа, 1964.

К. П. КАДОМСКАЯ, С. А. ТИМОФЕЕВ

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯ
В КОМБИНИРОВАННЫХ ЛИНИЯХ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧИ

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Повышение пропускной способности электропередачи может быть достигнуто путем применения специальных конструкций линий — так называемых комбинированных линий электропередачи (КВЛ) [1, 2]. КВЛ — электропередача, состоящая из двух цепей разных классов напряжения, расположенных друг под другом, причем векторы напряжений этих цепей сдвинуты относительно друг друга на значительные углы ($\Psi = 90 \div 180^\circ$). Различная ориентация векторов напряженности электрического поля, создаваемого цепями, обеспечивает существенное снижение напряженности поля под КВЛ. Это обстоятельство для электропередач высокого и ультравысокого напряжений весьма существенно.

Очевидно, что сильная взаимная связь между цепями может оказать неблагоприятное влияние на характер электромагнитных процессов, протекающих при нормальных и аварийных коммутациях, осуществляемых в КВЛ. Известно, что основной характеристикой этих процессов, определяющей в большой мере и тяжесть протекания коммутации, является вынужденная составляющая напряжения, или квазистационарное напряжение. Рассмотрим квазистационарные напряжения, возникающие на КВЛ в различных стадиях протекания аварийных и нормальных коммутаций, включая и сам режим короткого замыкания. Поскольку наибольшее влияние цепей друг на друга будет наблюдаться, очевидно, при несимметричных режимах, наибольшее внимание уделим именно этим режимам.

СИММЕТРИЧНЫЕ РЕЖИМЫ
ОДНОСТОРОННЕГО ПИТАНИЯ ЦЕПЕЙ КВЛ

Для исследования квазистационарных процессов в системе КВЛ была разработана применительно к ЦВМ БЭСМ-6 программа для решения 73 уравнений с комплексными коэффициентами, позволяющая рассчитывать стационарные режимы при любом виде несимметрии в системе КВЛ (неполнофазное включение цепей, несимметричное короткое замыкание и т. д.), варьировать углы сдвига векторов напряжения цепей, их модули и углы сдвига между векторами эквивалентных ЭДС, к которым примыкает КВЛ (автор программы Н. В. Цуркан). Для проверки работоспособности программы и ее отладки была разработана также аналитическая методика расчета в простейшей схеме рис. 1. Напряжения в конце разомкнутых цепей в такой схеме определяются с помощью выражений

$$\begin{aligned} \dot{U}_{KI} &= \dot{K}_{IHK} \dot{U}_{KI}^* \\ \dot{U}_{KII} &= \dot{K}_{IHK} \dot{U}_{KII}^* \end{aligned} \quad (1)$$

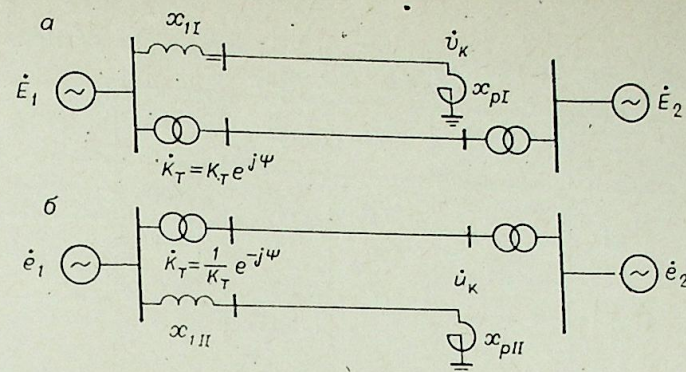


Рис. 1. Расчетные схемы электропередачи при аналитических расчетах.

где

$$\begin{aligned} \dot{U}_{KI}^* &= \frac{\dot{E}_1}{A_{Ip}}, \quad \dot{U}_{KII}^* = \frac{\dot{E}_2}{A_{IIp}}; \\ \dot{K}_{IHK} &= \left[1 - \frac{b_{I\ II}}{b_I \dot{K}_T} + \frac{\dot{E}_2}{\dot{E}_1} \cdot \frac{b_{I\ II}}{b_I \dot{K}_T} (A_I + jx_{I1}C_I) \right], \\ \dot{K}_{IHK} &= \left[1 - \frac{b_{I\ II}}{b_{II}} \dot{K}_T + \frac{\dot{E}_2}{\dot{E}_1} \cdot \frac{b_{I\ II}}{b_{II}} \dot{K}_T (A_{II} + jx_{II}C_{II}) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

— коэффициенты, учитывающие влияние цепей друг на друга,

$$A_j = \cos \lambda_j,$$

$$A_{jp} = \cos \lambda_j - \frac{b_{pj}}{b_j} \lambda_{jуд} \sin \lambda_j - x_{Ij} \left(\frac{b_j}{\lambda_{jуд}} \sin \lambda_j - b_{pj} \cos \lambda_j \right)$$

$$(j = I, II), \quad \lambda_j = \lambda_{jуд} \times l,$$

$$\lambda_{I,IIуд}^2 = \frac{b_I x_I + b_{II} x_{II} - 2x_{I\ II} b_{I\ II}}{2} \pm$$

$$\pm \frac{1}{2} \sqrt{(b_I x_I + b_{II} x_{II} - 2x_{I\ II} b_{I\ II})^2 - 4(x_I x_{II} - x_{I\ II}^2)(b_I b_{II} - b_{I\ II}^2)}$$

— удельные волновые длины прямой последовательности; $x_I = x_{AA} - x_{AB}$, $x_{II} = x_{aa} - x_{ab}$, $x_{I\ II} = x_{Aa} - x_{Ab}$ — собственные и взаимно индуктивные сопротивления прямой последовательности; $b_I = \omega(\beta_{AA} - \beta_{AB})$, $b_{II} = \omega(\beta_{aa} - \beta_{ab})$, $b_{I\ II} = \omega(\beta_{Aa} - \beta_{Ab})$, β_{AA} , β_{aa} , β_{AB} , β_{ab} , β_{Aa} , β_{Ab} — собственные и взаимные коэффициенты электростатической индукции; b_{pI} , b_{pII} ($b_{pj} = \frac{1}{x_{pj}}$) — проводимости шунтирующих реакторов, установленных на цепях КВЛ.

Расчеты, произведенные по приведенным выражениям и на ЦВМ, дали хорошее согласие. Зависимость модулей коэффициентов K_I и K_{II} от величины угла между векторами ЭДС эквивалентных систем, примыкающих к КВЛ δ , при сдвигах между векторами напряжений на верхней и нижней цепях $\psi = 0$ и 180° , приведена в табл. 1.

Расчеты производились при следующих параметрах КВЛ: $x_{I1} = x_{II1} = 0$, $\beta_{AA} = 14,92$ пФ/км, $\beta_{aa} = 13,27$ пФ/км, $C_{AB} = 1,05$ нФ/км, $C_{ab} = 0,625$ нФ/км, $C_{Aa} = 4,33$ нФ/км, $C_{Ab} = 0,63$ нФ/км, $L_{AA} = 14,9 \cdot 10^{-4}$ Гн/км, $L_{aa} = 16,5 \cdot 10^{-4}$ Гн/км, $L_{AB} = 6,88 \cdot 10^{-4}$ Гн/км, $L_{ab} = 7,40 \cdot 10^{-4}$ Гн/км, $L_{Aa} = 9,57$ Гн/км, $L_{Ab} = 6,97$ Гн/км.

Из табл. 1 следует, что влияние верхней цепи (цепь I) существенно больше, чем влияние нижней цепи. При $\psi = 0$ влияние цепей друг на друга приводит к уменьшению напряжения на второй цепи при увеличе-

Таблица 1

Взаимное влияние цепей на квазистационарные напряжения на разомкнутой цепи

K	δ				
	ψ	0	30	90	180
K _I	0	0,99	0,98	0,91	0,80
	180	1,01	1,03	1,11	1,19
K _{II}	0	0,93	0,90	0,67	0,16
	180	1,07	1,19	1,70	2,16

нии угла δ . При $\psi = 180^\circ$ напряжение на отключенной цепи с увеличением угла δ растет. Приведенные данные показывают, что основное влияние цепей друг на друга определяется их электромагнитной связью: на отключенной цепи возникает продольная ЭДС, суммируемая с основной ЭДС при сдвиге между векторами напряжений цепей, составляющем 180° , и вычитаемая из основной ЭДС при сдвиге, равном $\psi = 0^\circ$.

Очевидно, что при коротких замыканиях на одной из цепей продольная ЭДС, наводимая на другой цепи, может превышать соответствующее значение в режиме передачи мощности и наибольшие значения квазистационарных напряжений будут наблюдаться именно в этих аварийных режимах.

НЕСИММЕТРИЧНЫЕ РЕЖИМЫ

Во время аварийной коммутации при ее ликвидации могут возникнуть различные схемы КВЛ: режим двустороннего питания обеих цепей КВЛ при коротком замыкании на одной из цепей или между цепями (рис. 2, а); режим одностороннего питания одной цепи (при наличии короткого замыкания на ней или между цепями) при двустороннем притяжении второй цепи к системам, рис. 2, б (режим ликвидации аварии при оснащении КВЛ устройствами ТАПВ); режим одностороннего питания одной фазы одной цепи при двустороннем питании остальных пяти фаз и наличии короткого замыкания на одноименной с отключенной фазой второй цепи, рис. 2, в (режим ликвидации аварии при применении так называемого «двойного» ОАПВ, т. е. отключения одновременно с аварийной и одноименной фазы неповрежденной цепи); режим одностороннего питания двух одноименных фаз двух цепей при подключении их к одной и той же системе и при наличии короткого замыкания на одной из этих фаз, рис. 2, г (режим ликвидации аварии при «двойном» ОАПВ); режим одностороннего питания двух одноименных фаз цепей при подключении их к разным системам и при наличии короткого замыкания на одной из этих фаз, рис. 2, д (режим ликвидации аварии при «двойном» ОАПВ).

Из табл. 2, 3 следует, что наибольшие повышения напряжения при несимметричных К. З. наблюдаются в режиме притяжения обеих цепей КВЛ к системам, т. е. в самом режиме короткого замыкания, имеющего достаточно большую длительность (порядка 0,1–0,2 с в случае отключения аварии первой ступенью защиты). Высокие кратности квазистационарных напряжений наблюдаются также при ликвидации аварии при применении «двойного» ОАПВ в случае, если одноименная с аварийной фаза нижней цепи отключилась с одной стороны раньше, чем отключилась аварийная фаза (табл. 2, схема рис. 2, в). Следует отметить, что длительность приложения перенапряжений этого вида существенно меньше, чем перенапряжений в самом режиме короткого замыкания, так как эта длительность определяется временем разброса в действии выключателей

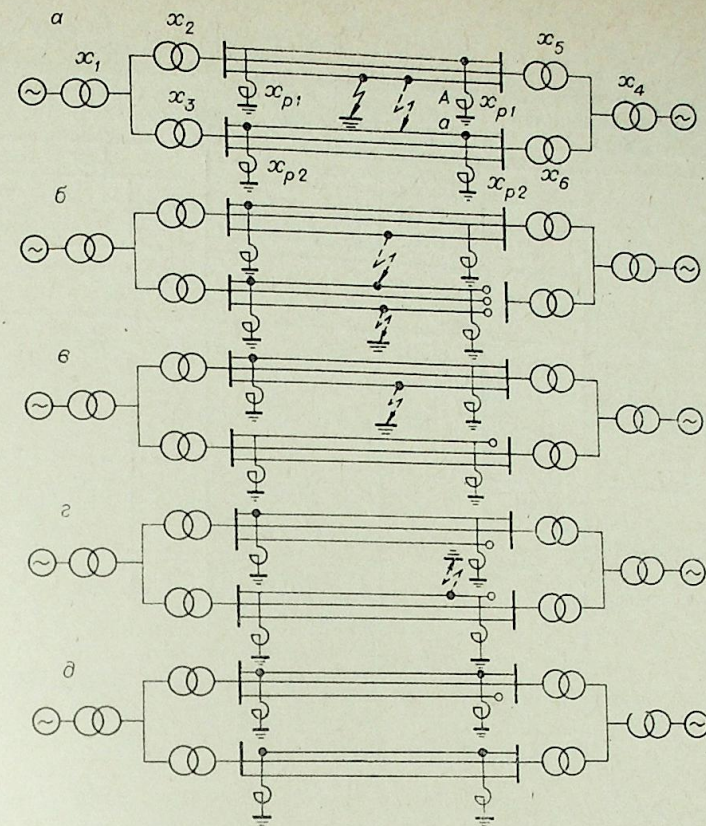


Рис. 2. Расчетные схемы электропередачи при расчетах на ЦВМ несимметричных квазистационарных режимов.

двух фаз — аварийной и одноименной с ней (при условии отсутствия программированного отключения).

При решении вопроса защиты КВЛ от коммутационных перенапряжений целесообразно представить кратности квазистационарных перенапряжений в виде

$$K = K_{\text{ес}} \cdot K_{\text{I-II(II-I)}} \cdot K_{\text{к.з.}}$$

где $K_{\text{ес}}$ — коэффициент, учитывающий емкостный эффект разомкнутого конца цепи, $K_{\text{I-II(II-I)}}$ — коэффициент, учитывающий влияние параллельной цепи, $K_{\text{к.з.}}$ — коэффициент, учитывающий влияние короткого замыкания на одноименной с рассматриваемой фазой другой цепи.

В рассмотренном случае при притяжении обеих цепей к системам эти коэффициенты будут: $K_{\text{ес1}} = 1,0$; $K_{\text{ес2}} = 1,0$; $K_{\text{I-II}} = 1,02$; $K_{\text{II-I}} = 1,0$; $K_{\text{к.з.I}} = 1,28$; $K_{\text{к.з.II}} = 2,34$.

Таблица 2

Квазистационарные напряжения в режимах, сопровождающих ликвидацию аварии при оснащении КВЛ устройствами «двойного» ОАПВ (параметры схемы см. в табл. 3)

Схема рис. 2, в		Схема рис. 2, г		Схема рис. 2, д	
Короткое замыкание на					
цепи I	цепи II	цепи I	цепи II	цепи I	цепи II
$x_{\text{к.з.}} = 1/2$	$x_{\text{к.з.}} = 0$	$x_{\text{к.з.}} = 1/2$	$x_{\text{к.з.}} = 0$	$x_{\text{к.з.}} = 1/2$	$x_{\text{к.з.}} = 1/2$
2,42	1,45	2,29	1,49	1,33	1,12

Квазистационарные напряжения в режимах однофазного короткого замыкания (к.з.) и при ликвидации аварии с помощью ТАПВ ($x_1=x_4=12,8$ Ом, $x_2=x_5=3,3$ Ом, $x_3=x_6=13,2$ Ом, $l=450$ км, $x_{p1}=735$ Ом, $x_{p2}=695$ Ом, $\delta=40^\circ$, $\psi=180^\circ$)

Место регистрации	Схема рис. 2, а			Схема рис. 2, б		
	к.з. на ВЦ	к.з. на НЦ	к.з. между одноименными фазами ВЦ и НЦ	к.з. на ВЦ	к.з. на НЦ	к.з. между одноименными фазами ВЦ и НЦ
	$x_{к.з} l/2$		$x_{к.з} = l$	$x_{к.з} l/2$		$x_{к.з} = l$
Напряжение на одноименной с аварийной фазе неповрежденной цепи	2,34	1,28	—	1,89	1,49	—
Напряжение на здоровых фазах аварийной цепи	1,19	1,23	$U_B=U_C=1,0$ $U_a=U_c=1,05$	1,22	1,37	$U_B=U_C=1,0$ $U_a=U_c=1,45$
Напряжение на аварийных фазах	—	—	$U_A=0,90$ $U_a=1,05$	—	—	$U_A=0,90$ $U_a=1,60$

В случае одностороннего примыкания обеих цепей к одной и той же системе в рассматриваемой схеме электропередачи значения коэффициентов будут: $K_{есл} = 1,0$; $K_{еслII} = 0,95$; $K_{I-II} = 1,10$; $K_{II-I} = 1,09$; $K_{к.зI} = 1,3$; $K_{к.зII} = 2,2$.

Из приведенных данных следует, что наибольшее повышение напряжения на любой из цепей наблюдается в режиме протекания тока короткого замыкания в соседней цепи. Вынужденные составляющие напряжения на одноименных с аварийными фазах неповрежденной цепи достигают величин, превышающих номинальное напряжение в 2,0—2,5 раза.

ВЫВОДЫ

1. При значительных углах между векторами напряжений на верхней и нижней цепях на режимы работы фаз КВЛ оказывает существенное влияние режим работы одноименных фаз другой цепи.
2. Влияние одноименных фаз определяется электромагнитной связью между ними и проявляется в режимах протекания по влияющим фазам больших токов, т. е. в режимах примыкания влияющих фаз к системам и при наличии на них короткого замыкания.
3. Наибольшие повышения напряжения наблюдаются на нижней цепи при примыкании верхней цепи к системам и наличии на ней короткого замыкания. В электропередаче с рассмотренными параметрами повышения напряжения на нижней цепи в упомянутых режимах достигают (2,0—2,5) U_ϕ .
4. Режим длительного повышения напряжения на нижней цепи при коротком замыкании на верхней цепи (при примыкании обеих цепей к системам) определяет требования к релейной защите и автоматике в КВЛ и к устройствам для защиты от коммутационных перенапряжений.

Новосибирский электротехнический институт

Поступила в редакцию
2/II 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Постолатий, В. А. Великов, Ю. Н. Астахов, Г. В. Чалый, Л. П. Калинин. Электропередача переменного тока. Авт. свид. 566 288, бюллетень № 27, 1977 г.
2. Управляемые самокомпенсирующиеся линии электропередачи.— Сб. статей. Академия наук Молдавской ССР, отдел энергетической кибернетики. Изд-во «Штица», Кишинев, 1978.

УДК 621.7+0.44.3+669.15

В. П. КИРКО, В. П. ЧИСТЯКОВ, Г. А. ШВЕЦОВ

УПРОЧНЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ СТАЛЬНЫХ ТРУБ С ПОМОЩЬЮ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРОВАННОЙ ВЗРЫВОМ

Для поверхностного упрочнения материалов используют лазеры [1—3], электронные ускорители [5], высокоэнтальпийную плазму [6, 7] и другие источники концентрированных потоков энергии. Показано, что при воздействии на материал теплового потока большой мощности в поверхности происходят необратимые фазовые и структурные превращения. Так, при потоке энергии $10^5 \div 10^6$ Вт/см² на поверхность малоуглеродистых сталей в ней образуется слой с двухслойной структурой, состоящий из зоны застывшего расплава и зоны термического фазового перехода $\alpha \rightarrow \gamma$ Fe. При этом микротвердость образованного слоя повышается до 1200 кг/мм², по Виккерсу, при исходных значениях 200—270 кг/мм². Такое упрочнение невозможно получить ни одним из традиционных методов. Так, при закалке малоуглеродистой стали обычными методами микротвердость повышается на 130 кг/мм² [4], при упрочнении ударными волнами — на 20—80% [8].

Использование плазмы, генерированной взрывом, для упрочнения поверхностей стальных деталей может оказаться в ряде случаев более перспективным, чем применение лазеров или электронных ускорителей, так как в отличие от последних позволяет обрабатывать одновременно большие поверхности, т. е. не требует сканирования детали, и дает возможность обрабатывать внутренние поверхности, труднодоступные для прямолинейного луча лазера или электронного пучка.

В настоящей работе исследуется возможность термической обработки внутренней поверхности стальных труб с помощью плазмы, образующейся при детонации газокумулятивного заряда ВВ. Выбор взрывного источника обусловлен тем, что это один из простых методов получения при нормальных условиях высокоскоростных газовых потоков со скоростью $\sim 10^4$ м/с и температурой за фронтом ударной волны в воздухе $\sim 2 \cdot 10^4$ К, что позволяет воздействовать на поверхность тепловым потоком плотностью до $10^6 \div 10^7$ Вт/см².

1. Взаимодействие плазмы с поверхностью стального канала. Математическое описание взаимодействия высокотемпературного газового потока со стенкой канала достаточно сложно.

Необходимо решать уравнение теплопроводности как для расплава, так и для материала в твердом состоянии с учетом движущейся внутри образца границы между расплава газовым потоком и т. д. Эта общая задача мического уноса части расплава газовым потоком и т. д. Эта общая задача не поддается решению в аналитическом виде. Для качественного описания процесса взаимодействия газ — стенка можно воспользоваться следующими простыми физическими соображениями.

В системе газ — стенка можно выделить несколько характерных времен: время воздействия теплового потока на стенку $\tau_0 \approx l_0/u_0$ (l_0 — длина плазменного сгустка, u_0 — его скорость), время τ_ϕ , необходимое для достижения температуры фазового перехода в стали $\alpha \rightarrow \gamma$ Fe; время $\tau_{пл}$, не-

обходимое для достижения температуры плавления. В зависимости от значений τ_0 ; τ_ϕ ; $\tau_{пл}$ могут наблюдаться различные структурные изменения на поверхности стального канала. В случае, когда $\tau_{пл} > \tau_0 > \tau_\phi$, на поверхности образуется зона термического фазового перехода $\alpha \rightarrow \gamma\text{Fe}$. Если $\tau_0 > \tau_{пл}$, то поверхность рассматриваемого участка канала за время прохождения сгустка плазмы успеет расплавиться. В этом случае кроме зоны термического фазового перехода появится зона расплава.

Характерные времена нагрева поверхности в предположении постоянства теплового потока определяются из следующих формул [9]:

$$\tau_\phi = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\rho \lambda c (T_\phi)^2}{q^2}, \quad \tau_{пл} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\rho \lambda c (T_{пл})^2}{q^2}.$$

Глубины зон термического влияния y и расплава δ можно оценить по формулам: $y \approx \sqrt{3 \cdot \frac{\lambda}{\rho c} \cdot \tau_0}$ из [10], $\delta \approx \frac{q}{\rho L_{пл}} (\tau_0 - \tau_{пл})$ из [9],

где λ ; ρ ; c — теплопроводность, плотность и удельная теплоемкость материала стенки; T_ϕ , $T_{пл}$ — температура фазового перехода в стали $\alpha \rightarrow \gamma\text{Fe}$ ($T_\phi \approx 900 \text{ K}$) и температура плавления; q — удельный поток энергии на стенку; $L_{пл}$ — теплота плавления; q — может быть определен из полуэмпирического соотношения $q \approx k\sigma T^4 + St \cdot \rho u_0 h$. Здесь σ — постоянная Стефана — Больцмана; T , ρ — температура и плотность плазменного сгустка, St — число Стентона, k — степень черноты и h — энтальпия потока.

Можно определить [10]: число Стентона турбулентного потока $St_\tau = 0,029 \cdot Re^{-0,2} \cdot Pr^{-0,6}$ (для $Re > 10^5$) и число Стентона ламинарного потока $St_\lambda = 0,332 \cdot Re^{-0,5} \cdot Pr^{-0,6}$ (для $Re < 10^5$), где Re , Pr — числа Рейнольдса и Прандтля.

При потоках энергии 10^5 Вт/см^2 характерные времена нагрева следующие: $\tau_\phi \approx 10^{-5}$, $\tau_{пл} \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ с}$; при $q = 10^6 \text{ Вт/см}^2$ — $\tau_\phi \approx 10^{-7}$, $\tau_{пл} \approx 7 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Таким образом, для образования двухслойной структуры в первом случае требуется время воздействия $\tau_0 > 10^{-4} \text{ с}$, во втором случае $\tau_0 > 10^{-6} \text{ с}$. Параметры за фронтом ударной волны для расчета теплового потока на стенку от ударносжатой пробки газа определяются по скорости ударной волны и по ударным адиабатам газа, заполняющего канал [11]. Значения плотности, теплоемкости и теплопроводности стали для оценки характерных времен взяты из работы [12].

2. Исследование воздействия высокоскоростного газового потока на стенку канала. Схема экспериментов приведена на рис. 1. При детонации трубчатого заряда ВВ в его полости за счет кумулятивных эффектов образуется высокоскоростной поток продуктов детонации (газокумулятивная струя), толкающий перед собой заполняющий канал газ. Скорость ударной волны в канале превышает скорость детонации примерно на 60–70%. Характерные значения скорости и температуры воздушной пробки следующие: $u_0 \approx 10^4 \text{ м/с}$, $T \approx (1,8 \div 2) \cdot 10^4 \text{ K}$ [13]. Это соответствует потоку энергии $q \approx 10^6 \div 10^7 \text{ Вт/см}^2$. Тепловой поток от газоккумулятивной струи имеет величину такого же порядка.

Внутренний диаметр полости a трубчатого заряда выбирался равным внутреннему диаметру обрабатываемой трубы. Газоккумулятивный заряд отделялся от обрабатываемой трубы посредством переходника, обеспечивающего, во-первых, сохранность обрабатываемой трубы, во-вторых, необходимую длину пробки газа, за время прохождения которой стенка успела бы прогреться до температуры T_ϕ или $T_{пл}$, если необходимо получить двухслойную структуру. Длина трубчатого заряда L_1 определяется требованием, чтобы скорость ударной

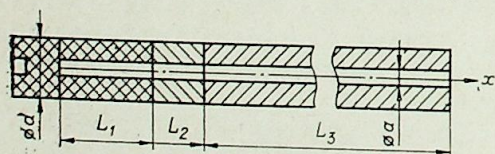


Рис. 1.

волны существенно не изменялась по длине обрабатываемой трубы. Эксперименты показывают, что скорость ударной волны практически не меняется на расстоянии $\sim 50 \text{ а}$ [14], если $L_1 \geq 5 \text{ а}$.

№ опыта	L_1	L_2	L_3	a	d	Марка стали	H_v исх кг/мм ²	З.Т.В.		Расплав	
								кг/мм ² \angle \angle	мм	кг/мм ² \angle \angle	мм
1	300	120	100	15	36	Ст. 45	230	430	30	650	35
2	375	130	300	15	36	Ст. 45	230	530	40	910	30
3	280	10	650	5	10	Ст. 45	250	300	30	500	25
4	350	120	200	15	36	Ст. 3	200	360	25	680	30
5	350	120	200	15	36	Ст. 45	230	660	30	990	20
6	350	120	200	15	36	30ХГСА	270	500	25	700	25
7	350	120	200	15	36	Нерж.	290	—	—	410	40

Длина переходника L_2 определялась из соотношения

$$\tau_0 = \frac{L_1}{u_0} \left(\frac{u_0}{D} - 1 \right) + \frac{L_1 + L_2}{\beta u_0} > \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\lambda \rho c (T_{пл})^2}{q^2},$$

где D — скорость детонации, β — степень сжатия газа за фронтом ударной волны, определяемая по ударным адиабатам.

Эксперименты проводились на трубах различных внутренних диаметров, изготовленных из стали 3, стали 45, стали 5ХНМ, 30ХГСА. После опыта из стенок трубы в нескольких местах вдоль оси вырезались образцы для изготовления микрошлифов. Микрошлифы подвергались металлографическому анализу, измерялись глубины зон термического влияния и зон застывшего расплава, а также микротвердость этих зон с помощью приставки к световому микроскопу. Основные результаты экспериментов приведены в таблице.

Металлографический анализ микрошлифов показал, что поверхностный слой стенок трубы после воздействия на них плазмой обычно состоит из зоны расплава 1 и зоны термического влияния 2. Между зонами проходят резкие границы (рис. 2), которые соответствуют температуре плавления и температуре фазового перехода $\alpha \rightarrow \gamma\text{Fe}$ в стали.

Средняя по поверхности микротвердость застывшего расплава для стали 3 и 30ХГСА увеличивалась до 700 кг/мм^2 , по Виккерсу (в отдельных точках до 1000 кг/мм^2). Наибольшее упрочнение наблюдается на ст. 45, где микротвердость возрастала более чем в 4 раза и достигала 1000 кг/мм^2 (в отдельных точках до 1300 кг/мм^2). Глубины зон термического влияния и расплава слабо возрастают с увеличением расстояния от

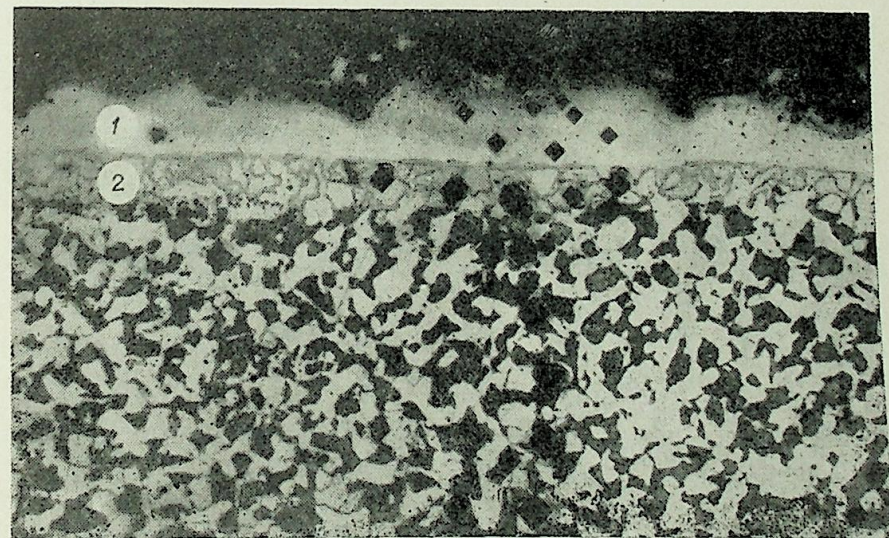


Рис. 2.

БОРИС АЛЕКСЕЕВИЧ УРЮКОВ
(к 50-летию со дня рождения)

Исполнилось 50 лет со дня рождения и 25 лет научно-педагогической деятельности известного советского ученого, доктора технических наук профессора Бориса Алексеевича Урюкова.

Борис Алексеевич Урюков родился 19 июля 1932 г. в Калинин. В 1950 г. поступил в Московский физико-технический институт, где в то время читали лекции такие выдающиеся ученые, как академик С. А. Христианович, профессор (ныне академик) В. В. Струминский, профессора Л. А. Симонов, А. А. Никольский, Г. И. Таганов.

В 1956 г., после окончания МФТИ, Б. А. Урюков поступил на работу в ЦАГИ им. Н. Е. Жуковского, а в 1958 г. приехал в Новосибирск во вновь организованное Сибирское отделение АН СССР и стал работать в Институте теоретической и прикладной механики. Первая работа Б. А. Урюкова «Теплопередача в турбулентном пограничном слое» опубликована в журнале «Прикладная механика и техническая физика» в 1960 г.

Под руководством акад. С. А. Христиановича Б. А. Урюков готовит кандидатскую диссертацию «Теоретическое исследование дифференциального эжектора», которую успешно защищает в 1964 г. Уже во время работы над кандидатской диссертацией Б. А. Урюков включился в исследование нового объекта — низкотемпературной плазмы. Под руководством заместителя директора института М. Ф. Жукова коллектив исследователей уже к середине 60-х годов начал получать результаты, заложившие основы динамики низкотемпературной плазмы. В 1970 г. Б. А. Урюков в составе отдела чл.-кор. АН СССР М. Ф. Жукова перешел в Институт теплофизики СО АН СССР, где изучение низкотемпературной плазмы под влиянием школы акад. С. С. Кутателадзе стало приобретать фундаментальный характер.

За это время Б. А. Урюковым вместе с сотрудниками проведены важные исследования: обнаружен и описан тепловой слой около электрической дуги, горящей в потоке газа; построена теоретическая модель дуги в потоке (к которой за рубежом пришли лишь в 1972 г.); проведены первые расчеты ламинарной и турбулентной дуги в струе газа и в канале плазматрона; разработана гидродинамическая схема течения в плазматроне и т. д. В 1971 г. Б. А. Урюков защитил докторскую диссертацию «Исследования электрической дуги в генераторах высокотемпературных потоков газа».

Итоги исследований ученого опубликованы более чем в 90 научных работах. Он является одним из соавторов широко известных специалистам книг «Электродуговые генераторы низкотемпературной плазмы (плазматроны)» и «Прикладная динамика термической плазмы». Б. А. Урюков — в течение многих лет член редколлегии и активный автор журнала «Известия Сибирского отделения АН СССР».

Наряду с научно-исследовательской деятельностью Б. А. Урюков активно занимался и подготовкой научных кадров: в 1973—1976 гг. читал лекции студентам Новосибирского университета, в 1976—1979 гг. был проректором по научной работе Красноярского университета, под его руководством защищено 10 кандидатских диссертаций.

С 1979 г. Б. А. Урюков является заведующим отделом Института сверхтвердых материалов АН УССР. Продолжая исследования динамики электродуговой плазмы, Б. А. Урюков интересуется и вопросами вакуумной плазмы. Коллектив, который он сейчас возглавляет, занимается разработкой и внедрением в производство плазменных способов синтеза и нанесения покрытий из сверхтвердых износ- и коррозионноустойчивых материалов.

Редколлегия журнала сердечно поздравляет Бориса Алексеевича Урюкова и желает ему доброго здоровья и дальнейших творческих успехов в развитии советской науки и техники.

Редколлегия журнала «Известия СО АН СССР»

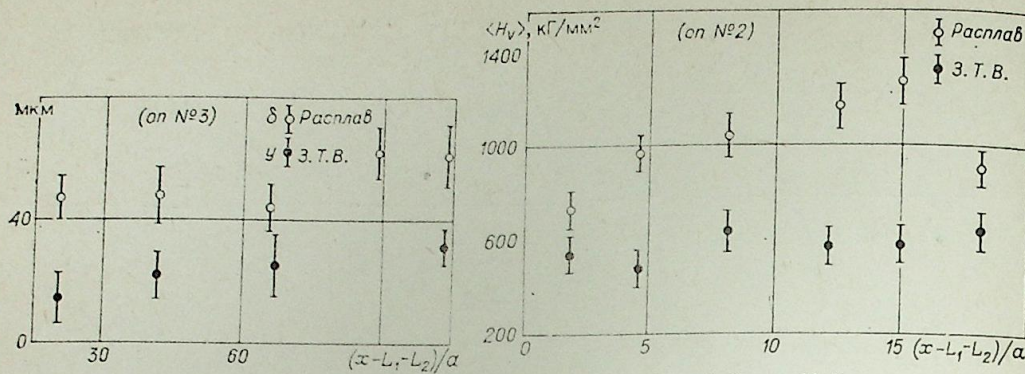


Рис. 3. Опыт № 3.

Рис. 4. Опыт № 2.

начала канала (рис. 3). Это связано, по-видимому, с незначительным возрастанием размера плазменного сгустка к концу обрабатываемой трубы. Толщины зон расплава и термического влияния были в среднем по 30 мкм. Микротвердость зоны термического влияния практически не зависит от расстояния от начала канала (рис. 4) в отличие от микротвердости зоны застывшего расплава, которая с расстоянием постепенно увеличивается. Это может быть связано с тем, что увеличение плазменного сгустка приводит к увеличению времени воздействия плазмы, а это приводит к большему насыщению расплава азотом и углеродом [15].

Таким образом, экспериментальные исследования воздействия на стенку канала плазмы, генерированной при детонации газодультивного заряда ВВ, показали, что на поверхности стальных деталей происходят необратимые структурные и фазовые превращения, способствующие значительному упрочнению поверхностного слоя. При этом микротвердость стали 3 повышается до 700 кг/мм², ст. 45 — до 1000 кг/мм², стали 30ХГСА — до 700 кг/мм² при исходных значениях $H_v = 200-270$ кг/мм². Глубины зон расплава и термического влияния достигали 100 мкм. Такое повышение микротвердости аналогично тому, которое получается при воздействии на поверхность стали интенсивным лазерным излучением. Результаты экспериментов показывают перспективность использования плазмы, генерированной взрывом, для термической обработки стальных деталей.

Институт гидродинамики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
3/XII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Миркин Л. И., Пилипецкий Н. Ф. и др. Металловедение и термообработка материалов. 1966, № 4.
2. Рыкалин Н. И., Углов А. А., Кокора А. И. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1965.
3. Анисимов С. И., Имас Я. Л. и др. Действие излучение большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
4. Островерхов Н. Г. В. 23Н, 15/00 Авторское свидетельство № 288955 от 08.XII 1970.
5. Патент Японии. С2 — 1/100 № 40—2880 от 30.VII.74.
6. Кирко В. И.—ФГВ, 1976, № 6, т. 27.
7. Попова Н. В., Федорова И. П., Попов Е. Г.—ФГВ, 1980, № 4, т. 16.
8. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1972.
9. Карслоу Г., Егор Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
10. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
11. Пикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
12. Физические свойства сталей и сплавов, применяемых в энергетике/Под ред. Неймарк. М.—Л.: Энергия, 19.
13. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.
14. Пряхин Г. В., Титов В. М., Швецов Г. А.—ПМТФ, 1971, № 3.
15. Грязнов И. М., Козорезов К. И. и др.—ДАН СССР, 1970, 194, 1.
16. Пашков П. О., Полякова И. И.—ДАН СССР, 1972, 204, 2.
17. Козорезов К. И., Миркин Л. И. и др.—ДАН СССР, 1973, 210, 5.

Шварцбург А. М. Соприженная задача нестационарного теплообмена при ударе ламинарной струи о твердое тело.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Проводится численное исследование характеристик теплообмена при взаимодействии плоской ламинарной струи с полуограниченным твердым телом. Представлены результаты расчета зависимости числа Стентона в окрестности критической точки от числа Фурье и соотношения теплофизических свойств струи и твердого тела.

Даниелян Ю. С. Приближенное решение температурных задач нелинейной теплопроводности с тепловыделением в системе температур.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Рассмотрено приближенное решение нелинейного уравнения теплопроводности. К этому типу относятся и нелинейные задачи Стефана с «размазанным» фазовым переходом. Основу предлагаемого метода составляют теоремы сравнения, которые ранее применялись в задачах с монотонными по неизвестной функции коэффициентами. Уравнения рассматриваемого типа, как правило, содержат коэффициенты, не являющиеся монотонными, поэтому применение результатов опубликованных работ не позволяет строить эффективные оценки решения.

В данной работе используется специальное представление нелинейных коэффициентов, позволяющее улучшить получаемые оценки, в частности, когда оценочные решения определяются в аналитическом виде и легко просчитываются. Приведены результаты расчетов и показана их эффективность для задачи одномерного оттаивания мерзлого влажного грунта с известной кривой содержания незамерзшей воды. Предложенный метод отличает известная гарантированная точность получаемых приближенных решений, что позволяет рекомендовать его для практического использования в инженерных расчетах. Табл. 1, рис. 1, библиогр. 8.

Дорохов А. Р. Термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости в условиях воздействия поверхностно-активных веществ.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 3.

Исследовано влияние на зависимость критического теплового потока от плотности орошения при стекании по вертикальной трубе пленки недогретой жидкости добавки поверхностно-активных веществ (ПАВ). В качестве ПАВ применяли изоамиловый спирт и пенообразующее средство ПО-1, которые растворяли в дистиллированной воде.

Показано, что добавка ПАВ приводит к демпфированию механизма термокапиллярного разрыва при числах Рейнольдса пленки выше некоторого критического и при определенных концентрациях позволяет исключить термокапиллярный разрыв. Обнаруженные в эксперименте факты находят объяснение в механизме воздействия ПАВ на волновую структуру стекающей пленки.

Ермолов В. И., Ребров А. К. Получение вакуума с помощью блока высоконапорных струй.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Представлены результаты испытаний блока струй, работающих в режиме бустерного насоса при давлениях торможения пара в коллекторе 50, 100 тор. Испытание плотных струй привело в оптимальном для откачки режиме к необычным результатам — повышению скорости откачки легкого газа по сравнению с тяжелым над свободно-молекулярным пределом. Такой аномалии дано качественное объяснение с привлечением механизма неравновесной диффузии. Степень сжатия испытанного блока находится в диапазоне $10 \div 60$. Рис. 4, библиогр. 7.

Репик Е. У., Соседко Ю. П. К вопросу о толщине вязкого подслоя в турбулентном пограничном слое.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Рассмотрена схема течения в турбулентном пограничном слое, согласно которой пристеночная область состоит из двух зон, имеющих разную природу течения, разделенных границей неправильной формы, при этом изменение во времени мгновенного положения этой границы обуславливает перемежаемый характер течения в ее окрестности. В зоне, непосредственно примыкающей к стенке, течение носит квазиламинарный характер, и толщина зоны определяется местным критическим числом Рейнольдса. Толщина подслоя в турбулентном пограничном слое соответствует среднему положению границы между двумя зонами. Рассмотренная схема течения позволяет объяснить наблюдаемое в опытах максимальное значение пульсаций скорости в области границы вязкого подслоя, а также некоторые особенности в поведении статистических характеристик течения. Рис. 6, библиогр. 14.

Меркулов В. И. Об одном механизме возбуждения колебаний круглого цилиндра в поперечном потоке.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Новые экспериментальные результаты по аэродинамике вращающегося цилиндра в поперечном потоке показали, что сила Магнуса при малых скоростях вращения цилиндра имеет отрицательный знак, а ее функциональная зависимость от скорости вращения неоднозначна и образует гистерезисную петлю. Эти закономерности проявляются при критических числах Рейнольдса, т. е. в том диапазоне, в котором вихри Кармана не имеют регулярной частоты и не могут возбуждать колебаний цилиндра.

Привлечение этих данных позволило дать объяснение механизму автоколебаний упругих конструкций круглого сечения на собственных частотах, составив уравнения таких колебаний. Решение этих уравнений позволило определить стационарные амплитуды. Рис. 1, библиогр. 4.

Урюков Б. А. Одномерная теория вакуумной дуги в гидродинамическом приближении.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Оценки на основе экспериментальных данных показывают, что большинство вакуумных дуг лежит в равновесной гидродинамической области течения. Описана одномерная теория вакуумной дуги в этом приближении. Рассчитаны характеристики вакуумных дуг на некоторых металлах, получены критерии подобия вакуумных дуг, проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Табл. 1, рис. 4, библиогр. 8.

Достовалов В. А., Урюков Б. А. Исследование влияния искусственной турбулентности на свойства короткой электрической дуги.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В статье представлены результаты экспериментальных исследований влияния искусственно созданной турбулентности на короткую электрическую дугу. Исследования проводились на разных соплах и установках, создающих различную турбулентность газового потока. Проведены измерения распределения скорости и интенсивности турбулентности по длине струи в различных сечениях. Полученные результаты сравниваются с результатами численного расчета. Предложено выражение для случая горения короткой дуги в турбулентном потоке газа турбулентной теплопроводности. На основании проведенных измерений и оценок показано, что отклонение экспериментальных данных от расчетов по ламинарной теории растет с уменьшением силы тока. Рис. 3, библиогр. 3.

Зимин А. М., Козлов Н. И., Хвасюк В. И., Цидынов Б. Д. Экспериментальное исследование динамики процессов на активированных катодах.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе экспериментально исследуется динамика основных параметров катодных явлений (температура, работы выхода и эрозии материала электрода) в процессе длительной (20 ч и более) работы активированного катода. Показано, что временные зависимости этих параметров при фиксированной геометрии и условиях охлаждения существенно зависят от токовой нагрузки электрода, а также давлений рабочей среды. Проанализирована динамика комплекса параметров, характеризующих катодные процессы, для различных режимов работ. Найден оптимальный режим, при котором эрозия материала электрода минимальна. Рис. 7, библиогр. 10.

Решенов С. П., Антошкин И. Ф. Генерация плазмы в полумесяце дугового разряда.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Рассматривается генерация плазмы в активной зоне полумесяца дугового разряда под действием эмиссионных электронов, ускоренных в деионированном слое у катода и имеющих энергию порядка потенциала возбуждения и ионизации газа. На основе замкнутой системы уравнений анализируется влияние тока разряда, геометрических параметров катода и условий наполнения на катодное падение потенциала, концентрацию и температуру плазменных электронов, ионную долю тока на катоде. Расчеты выполнены для тонкостенного $(0,1 \div 0,4) \cdot 10^{-3}$ м пленочного катода с внутренним диаметром $(1 \div 6) \cdot 10^{-3}$ м при аргоновом наполнении $(133 \div 133 \cdot 10^3)$ Па, токат $(1 \div 5)$ А. Рис. 8, библиогр. 7.

Малюшевский И. И., Пастухов В. И., Стрельцов В. А. Плазменный ускоритель в конденсированной среде.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 3.

Теоретический анализ и экспериментальные исследования показали возможность эффективной работы плазменных ускорителей не только в плотном газе, но и в конденсированной среде, что показано на сопоставимых примерах. Несмотря на непрозрачность конденсированной среды (вода), удается получить высокие скорости течения рабочей жидкости. Приводятся некоторые характеристики плазменного ускорителя в конденсированной среде.

Иванченко А. И., Шенделенко А. А. О нормальной плотности тока тлеющего разряда в смеси газов CO-лазера и ее компонентах.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Представлены результаты измерений величины нормальной плотности тока тлеющего разряда с медным охлаждаемым катодом в азоте, воздухе, углекислом газе, гелии и смесях газов CO : N₂. Не при различных соотношениях компонент в зависимости от давления в разрядном объеме. Для получения зависимостей рассчитаны параметры эмпирической формулы в диапазоне давлений единиц — десятки гектопаскалей. Обсуждается влияние на величину минимальной плотности тока диэлектрика на границе разряда; приведены количественные результаты. Табл. 1, рис. 3, библиогр. 5.

Басильковская А. С., Уланов П. М. Некоторые вопросы экспериментального исследования вихревых течений газа в цилиндрическом канале в торондальной камере.— Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе экспериментально исследуется вихревое течение газа в длинном цилиндрическом канале и торе в диапазоне скоростей вращения $20 \div 300$ м/с. Измерено трехмерное поле скорости и статического давления по радиусу канала. Обнаружено наличие больших радиальных скоростей в некоторых сечениях канала. Исследовано течение интенсивности вихря по длине канала. Показано, что в торондальной камере вихревое течение имеет несимметричный характер (смещено относительно главного центра тора). Рис. 10, библиогр. 11.