

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Год основания журнала 1957 Год основания серии 1963	Периодичность журнала 15 номеров в год Периодичность серии 3 номера в год	№ 4 (379) Вып. 1	Март 1984
--	--	---------------------	-----------

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*

Канд. техн. наук *А. С. Аншаков*, чл.-кор. *О. Ф. Васильев*, д-р техн. наук
Э. П. Волчков (ответственный секретарь серии), д-р техн. наук *Д. Н. Горелов*, д-р техн. наук *Б. Н. Девятов*, чл.-кор. *В. Г. Дулов*, д-р техн. наук
О. Н. Лебедев, д-р техн. наук *Д. С. Лукашов*, д-р физ.-мат. наук
В. П. Меркулов, чл.-кор. *В. Е. Накоряков*, чл.-кор. *В. Е. Папин*, д-р техн.
наук *Н. А. Рубцов* (зам. ответственного редактора серии), канд. физ.-мат.
наук *О. П. Солоненко*, д-р физ.-мат. наук *О. В. Соснин*, канд. физ.-мат.
наук *А. М. Ставер*, д-р техн. наук *Б. А. Урюков*, д-р физ.-мат. наук
В. С. Энгельшт.

Адрес редакции: 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18, комн. 331,
тел. 22-00-44.

Редакторы *Р. П. Ефимова*, *И. Н. Стригун*
Художественный редактор *М. Г. Рудакова*
Технический редактор *С. А. Смородинова*
Корректоры *А. А. Надточий*, *Г. И. Шведкина*

Сдано в набор 09.11.83. Подписано к печати 16.03.84. МП-02010. Формат 70×108¹/₁₆. Высокая
печать. Усл. печ. л. 11,2. Усл. кр.-отт. 11,7. Уч.-изд. л. 14. Тираж 1456 экз. Заказ № 861.

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

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН

- В. Н. Адрианов*. К анализу нестационарных электрофизических процессов в
веществе 3
- Ю. С. Даниэлян, Б. Г. Аксенов*. Приближенное решение нелинейных задач диф-
фузии с немонотонными коэффициентами 12
- Б. Г. Аксенов, Ю. С. Даниэлян, Н. А. Рубцов*. Приближенное решение задачи
радиационно-кондуктивного теплообмена 18
- Н. А. Рубцов, В. Б. Масыгин, В. В. Шалай, Н. В. Шепелев, А. А. Емельянов*.
О влиянии излучательных свойств металлических поверхностей, об-
разующих малые зазоры, на теплообмен излучением 21
- А. Г. Гройсман, Л. М. Никитина*. Теплофизические свойства гидратов природ-
ного газа и насыщенного ими кварцевого песка 26
- В. М. Геллер, В. Н. Гаревский, А. П. Миняйло, Д. А. Панджакидзе, Л. Я. Трай-
нин*. Оптимизация нагрева неорганических диэлектриков в электро-
магнитных СВЧ-полях 31

ПРИКЛАДНАЯ ГАЗО- И РЕОДИНАМИКА

- Е. М. Смирнов, С. В. Юркин*. К расчету внутренних течений вращающейся
жидкости с искривленными линиями тока относительного движения 39
- А. В. Довгаль, В. В. Козлов*. Устойчивость отрывного течения в двугранном угле 47
- А. М. Павлюченко, А. А. Тюгин, А. В. Кораблев*. Теплообмен на метеоракете
типа «Облако» при наличии отрыва пограничного слоя 52
- С. М. Куц, В. А. Черепанов, А. Д. Фролов*. Стенд для изучения термогидроди-
намики транспорта сжиженного природного газа 64
- В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев*. Методические вопросы испыта-
ния аэродинамических моделей с горением в высокоэнтальпийных
установках кратковременного режима 68
- В. М. Коваленко, Н. М. Бычков, Г. А. Кисель, Н. Д. Диковская*. Обтекание вра-
щающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского эк-
рана. Сообщение 2. Характеристики обтекания неподвижного цилиндра 78
- Б. Н. Семенов, В. М. Кулик, В. А. Лопырев, Б. П. Миронов, И. С. Погуда,
Т. И. Юшманова*. О совместном влиянии малых полимерных добавок
в потоке и податливости поверхности на турбулентное трение 89

ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА

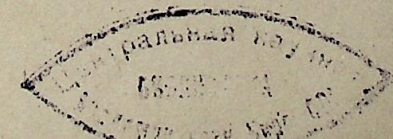
- А. С. Коротеев, И. И. Шишканов*. Экспериментальное исследование генератора
плазмы на основе использования пучка электронов 94
- М. Ф. Жуков, Г. Н. Б. Даидаров, Ж. Ж. Замбалаев, В. А. Федотов*. Исследова-
ние поверхностных разрядов в электролите 100
- Ю. В. Столяров, Г. И. Щербаков*. Особенности формирования разряда между
коаксиальными электродами в поперечном магнитном поле 105
- В. И. Лакомский, А. Я. Таран, С. И. Замковой*. Эрозия графитовых катодов элек-
трической дуги в азотно-кислородной газовой смеси 113

МОДЕЛИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ И ВОПРОСЫ УПРАВЛЕНИЯ

- В. К. Федоров*. Функциональная устойчивость и чувствительность электроэнер-
гетических систем 120

ХРОНИКА

- М. Ф. Жуков*. IX Всесоюзная конференция по генераторам низкотемператур-
ной плазмы 125



УДК 537.311.1

В. Н. АДРИАНОВ

К АНАЛИЗУ НЕСТАЦИОНАРНЫХ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ВЕЩЕСТВЕ

Нестационарные электрофизические процессы в веществе (электропроводность, намагничение и поляризация, протекающие в переменных полях) представляют существенный интерес как в теоретическом, так и в прикладном отношении. Они лежат в основе электродинамики неподвижных сред, теории дисперсии, нестационарных процессов в плазме и широко используются при исследованиях распространения радиоволн, взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, при изучении оптических свойств материалов и пр.

Строгое описание упомянутых процессов на основе уравнений статистической физики отличается большой сложностью [1—3] и для своего использования требует знания детальных характеристик вещества на микроскопическом уровне, значения которых практически мало известны. В связи с этим в научных и прикладных исследованиях нестационарных электрофизических процессов используются преимущественно феноменологические методы, основанные на тех или иных допущениях. Наиболее распространенным приближением, используемым при исследовании движения заряженных частиц среды в переменном электрическом поле, является модель, основанная на гидродинамической аналогии. Согласно этому приближению, дискретные взаимодействия движущейся, заряженной частицы, совершающиеся при ее столкновениях, заменяются непрерывной (во времени) силой, препятствующей перемещению частицы под действием электрического поля. Величина этой силы принимается прямо пропорциональной скорости упорядоченного движения носителей заряда, а ее направление — прямо противоположным указанной скорости*. Это приближение лежит в основе классической теории дисперсии вещества и обобщенного закона Ома, учитывающего нестационарность процессов электропроводности в среде (см., например, [4, 5]).

В настоящей статье проведен анализ процессов нестационарной электропроводности в классическом приближении с использованием статистического подхода при решении поставленной задачи. Было найдено распределение частиц среды по интервалам их движения, а также определена зависимость длины и времени свободного пробега частицы от скорости ее движения. В результате анализа получено более детальное и точное выражение обобщенного закона Ома для нестационарных процессов. Полученная закономерность была использована для исследования нестационарной электропроводности в газообразной среде и твердом теле, характеризующейся различным видом зависимости длины и времени свободного пробега носителей заряда от их скорости. Результаты проведенного исследования были сопоставлены с результатами, полученными на основе упомянутого гидродинамического приближения, что позволило произвести оценку точности последнего для двух указанных сред.

* Аналогичная закономерность описывает в гидродинамике процессы сплюсывания взаимодействия между телом и жидкостью при лампном режиме их относительного движения, в силу чего упомянутое приближение можно условно называть «гидродинамическим».

Задача рассматривалась в следующей постановке. Среда, в которой анализируются процессы нестационарной электропроводности, находится при постоянной температуре и содержит частицы N видов, из которых Q видов являются носителями электрического заряда. Концентрации n_p и массы m_p всех видов частиц ($p=1, 2, \dots, N$), а также заряды e_l и эффективные сечения σ_{lp} каждого вида заряженных частиц ($l=1, 2, \dots, Q$) предполагаются известными. Среда находится в нестационарном поле, напряженность которого E может изменяться во времени произвольным образом $E=E(t)$. В результате взаимодействия движущихся заряженных частиц с другими частицами среды происходит их рассеяние по скоростям и направлениям. При этом считается, что после каждого соударения полностью «гасится» скорость упорядоченного движения, приобретаемая носителями заряда под действием электрического поля.

Скорость упорядоченного движения u заряженной частицы в принятых условиях для текущего момента времени t будет определяться следующим образом:

$$u = u(t, t^*) = \frac{e}{m} \int_{t'=t-t^*}^t E(t') dt', \quad (1)$$

где e и m — соответственно заряд и масса частицы, а t^* — интервал ее движения, т. е. время между последним соударением и текущим моментом.

Для нахождения средней скорости упорядоченного движения всех носителей заряда $\langle u \rangle$ необходимо, как следует из (1), установить закономерность их распределения по интервалам движения t^* , причем значения t^* теоретически могут изменяться в пределах от $t^*=0$ до ∞ . Функция распределения заряженных частиц по интервалам t^* и скоростям v представляет собой плотность вероятности нахождения частицы в соответствующем месте фазового пространства (v, t^*)

$$\psi(v, t^*) = \lim_{\Delta v, \Delta t^* \rightarrow 0} \frac{\Delta N(v, v + \Delta v; t^*, t^* + \Delta t^*)}{N \cdot \Delta v \cdot \Delta t^*}, \quad (2)$$

По условию среда является изотермичной и однородной, а геометрические размеры системы намного превышают среднюю длину свободного пробега частиц. Для этого случая имеет место экспоненциальная зависимость вероятности прохождения частицей заданного расстояния без соударений и конкретный вид функции распределения (2) получается

$$\psi(v, t^*) = \frac{f(v)}{\tau_v} e^{-\frac{t^*}{\tau_v}}, \quad (3)$$

где $f(v)$ — классическая функция распределения Максвелла; $\tau_v = \tau_v(v) = \lambda_v/v$ — моноскоростное время свободного пробега частиц, имеющих скорость v ; $\lambda_v = \lambda_v(v)$ — моноскоростная длина свободного пробега тех же частиц.

Моноскоростная длина свободного пробега частиц λ_v зависит в общем случае от скорости их движения v , так как пути, пройденные движущейся частицей в неподвижной системе координат и в системах координат, связанных с другими движущимися частицами, различна. Рассматривая движение заряженной частицы l -го вида со скоростью v относительно каждого из N видов частиц системы (полагая максвелловским распределение по скоростям частиц каждого вида), можно получить зависимость для моноскоростного времени ее свободного пробега $\tau_{v,l}$

$$\tau_{v,l} = (v) = \left\{ \sum_{p=1}^N \frac{\sigma_{lp} n_p \bar{v}_p^2}{v} \left[\left(\left(\frac{v}{\bar{v}_p} \right)^2 + \frac{\pi}{8} \right) \cdot \Phi \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v}{\bar{v}_p} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{\bar{v}_p} \right) \exp \left(-\frac{4}{\pi} \left(\frac{v}{\bar{v}_p} \right)^2 \right) \right] \right\}^{-1}, \quad (4)$$

$l = 1, 2, \dots, Q,$

где $\bar{v}_p = (8KT/\pi m_p)^{1/2}$ — средняя скорость движения частиц p -го вида,

соответствующая температуре системы T и массе частицы m_p ; * $\Phi(x)$ — интеграл ошибок от аргумента x .

Подставляя выражение для $\tau_{v,l}$, согласно (4), в функцию (3) для всех видов заряженных частиц ($l=1, 2, \dots, Q$), можно получить закономерности их распределения по интервалам движения t^* и скоростям v

$$\psi_l(v, t^*) = \frac{f_l(v)}{\tau_{v,l}} e^{-\frac{t^*}{\tau_{v,l}}}, \quad l = 1, 2, \dots, Q, \quad (5)$$

причем $\tau_{v,l}$ находится из (4), а $f_l(v)$ представляет собой функцию распределения Максвелла при температуре среды T для l -го вида частиц, обладающих массой m_l .

Используя зависимости (1) и (5), нетрудно составить следующее выражение для вектора плотности тока $j(t)$ в исследуемой многокомпонентной системе:

$$j(t) = \sum_{l=1}^Q \frac{n_l e_l^2}{m_l} \int_{v=0}^{\infty} \frac{f_l(v) dv}{\tau_{v,l}} \int_{t^*=0}^{\infty} e^{-\frac{t^*}{\tau_{v,l}}} dt^* \int_{t-t^*}^t E(t') dt'. \quad (6)$$

Разлагая временную зависимость $E(t)$ в ряд Тейлора и подставляя затем в (6), приходим после надлежащих преобразований к следующей дифференциальной форме закона Ома для нестационарных процессов

$$j(t) = \gamma E(t) + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \frac{\partial^n E(t)}{\partial t^n}, \quad (7)$$

$$\gamma = \sum_{l=1}^Q \frac{n_l e_l^2 \tau_l}{m_l} \quad (8)$$

— удельная электропроводность среды;

$$\tau_l = \int_{v=0}^{\infty} f_l(v) \tau_{v,l}(v) dv \quad (9)$$

— среднее время свободного пробега частиц l -го вида, найденное путем указанного осреднения моноскоростного времени;

$$c_n = \frac{(-1)^n}{n!} \sum_{l=1}^Q \frac{n_l e_l^2}{m_l} \int_{v=0}^{\infty} f_l(v) \tau_{v,l}^{n+1}(v) dv, \quad n = 1, 2, \dots \quad (10)$$

— коэффициенты фигурирующего в (7) ряда.

Как следует из (7), при стационарном поле получается известное выражение закона Ома для постоянного тока. Полученное выражение (7) основано на статистических представлениях, учитывает закономерности распределения носителей заряда и не содержит допущений, присущих гидродинамическому приближению. Оно позволяет производить исследования нестационарных электрофизических процессов в веществе на более строгой физической основе и, в частности, проанализировать точность гидродинамического приближения. Результаты такого анализа приводятся ниже.

Статистические представления, лежащие в основе полученной зависимости (7), позволяют также прийти к следующим выражениям для средней скорости упорядоченного движения носителей заряда $\langle u \rangle$ и для средней «тормозящей» силы f , действующей на каждую частицу и возник-

* Если рассматривается электропроводность в твердом теле и частицы p -го вида находятся в узлах кристаллической решетки (например, ионы металла в металлических кристаллах), то они не участвуют в поступательном движении и для них принимаются $\bar{v}_p = 0$.

кающей за счет потери ею импульса упорядоченного движения:

$$\langle u \rangle = \frac{e}{m} \int_{v=0}^{\infty} \frac{f(v) dv}{\tau_v} \int_{t^*=0}^{\infty} e^{-\frac{t^*}{\tau_v}} dt^* \int_{t-t^*}^t E(t') dt', \quad (11)$$

$$f = -e \int_{v=0}^{\infty} \frac{f(v) dv}{\tau_v^2} \int_{t^*=0}^{\infty} e^{-\frac{t^*}{\tau_v}} dt^* \int_{t-t^*}^t E(t') dt'. \quad (12)$$

В гидродинамическом приближении, как уже упоминалось, принимается однозначная зависимость между величинами $\langle u \rangle$ и f вида [6]

$$f = -\frac{m}{\tau} \langle u \rangle, \quad (13)$$

в которой m и τ — соответственно масса и среднее время свободного пробега заряженных частиц рассматриваемого вида.

Однако сопоставление выражений (11) и (12), полученных на основе статистических представлений, показывает, что между $\langle u \rangle$ и f существует более сложная зависимость, учитывающая характер временного изменения E

$$f = -\Pi \frac{m}{\tau} \langle u \rangle, \quad (14)$$

где $\Pi = \Pi(t)$ — безразмерный тензор, педиагональные компоненты которого равны нулю, а диагональные определяются по формулам

$$\Pi_{\xi\xi} = \frac{E_{\xi}(t) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{\partial^n E_{\xi}(t)}{\partial t^n}}{E_{\xi}(t) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \frac{\partial^n E_{\xi}(t)}{\partial t^n}}, \quad \xi = x, y, z, \quad (15)$$

в которых коэффициенты a_n и b_n вычисляются на основании квадратур

$$a_n = \frac{(-1)^n}{n!} \int_{v=0}^{\infty} f(v) \tau_v^n(v) dv, \quad (16)$$

$$b_n = \frac{(-1)^n}{n!} \int_{v=0}^{\infty} f(v) \tau_v^n(v) \frac{\tau_v(v)}{\tau} dv. \quad (17)$$

Как видно из (15), тензор Π вырождается в единичный тензор при условии стационарности поля ($E = \text{const}$). Из сопоставления (16) и (17) следует также, что чем слабее выражена зависимость моноскоростного времени свободного пробега от скорости, тем ближе друг к другу будут значения коэффициентов ряда a_n и b_n , а следовательно, и ближе к единичному будет величина безразмерного тензора Π . Основная зависимость гидродинамического приближения (13), как видно, базируется на допущении того, что тензор Π является единичным. Следовательно, гидродинамическое приближение будет давать тем большую точность результатов, чем менее резко во времени будет изменяться напряженность поля E и чем слабее будет выражена зависимость от скорости величины τ_v .

Для количественной оценки точности гидродинамического приближения процесс нестационарной электропроводности рассматривается в двух средах: ионизованном газе и твердом теле. Изменение во времени напряженности электрического поля принимается по гармоническому закону

$$E(t) = E_m \sin \omega t. \quad (18)$$

В целях упрощения выкладок и расчетов принимается, что анионы и катионы ионизованного газа имеют одинаковый по абсолютной величине заряд, а их массы равны массе нейтралов. В твердом теле предполагается наличие носителей заряда одного знака, подчиняющихся классическим законам распределения и взаимодействия с решеткой.

Подстановка (18) в (6) позволяет решить задачу на основе рассмотренных статистических представлений и получить временную зависимость для плотности тока

$$j(t) = \gamma E_m \sqrt{A^2 + B^2 \Phi^2} \sin(\omega t + \alpha), \quad (19)$$

где γ и E_m — соответственно удельная электропроводность (8) и амплитуда напряженности электрического поля; $\Phi = \omega \tau = 2\pi(\tau/T)$ — безразмерный критерий, численно равный фазе, соответствующей среднему времени свободного пробега носителей заряда τ (ω и T — соответственно циклическая частота и период исходной зависимости (18) для E); A и B — безразмерные квадратуры, учитывающие характер зависимости моноскоростного времени свободного пробега τ_v от скорости и вычисляемые по формулам

$$A = \int_{v=0}^{\infty} \frac{f(v) [\tau_v(v)/\tau] dv}{1 + \Phi^2 \cdot [\tau_v(v)/\tau]^2}, \quad (20)$$

$$B = \int_{v=0}^{\infty} \frac{f(v) [\tau_v(v)/\tau]^2 dv}{1 + \Phi^2 \cdot [\tau_v(v)/\tau]^2}, \quad (21)$$

$$\alpha = \arctg(-\Phi \cdot B/A) \quad (22)$$

— сдвиг по фазе плотности тока $j(t)$ относительно напряженности электрического поля $E(t)$.

Математическое описание задачи при тех же условиях на основе гидродинамического приближения (с учетом (13) и (18)) приводит к известному дифференциальному уравнению движения «свободных» носителей заряда под действием периодически изменяющегося поля [4]. Решение этого уравнения дает следующую зависимость для плотности тока $j_r(t)$ в гидродинамическом приближении

$$j_r(t) = \frac{\gamma E_m}{\sqrt{1 + \Phi^2}} \sin(\omega t + \alpha_r), \quad (23)$$

в которой

$$\alpha_r = \arctg(-\Phi) \quad (24)$$

— сдвиг по фазе величины $j_r(t)$ относительно $E(t)$, получающийся при использовании гидродинамического приближения (обозначения всех прочих величин остаются такими же, как и для (19)).

Сопоставление выражений (19) с (23) и (22) с (24) показывает, что амплитудные значения плотности тока j_m , а также сдвиг по фазе α (j_m и α — для формулы (19), $j_{r,m}$ и α_r — для (23)) изменяются в зависимости от критерия Φ различным образом. Для гидродинамического приближения (см. (23) и (24)) величины $j_{r,m}$ и α_r определяются только значением Φ . В то же время для решения, полученного на основе статистических представлений (см. (19) — (22)), они зависят, кроме того, и от вида функции моноскоростного времени свободного пробега $\tau_v(v)$. При этом из (20) и (21) нетрудно видеть, что чем слабее выражена зависимость τ_v от скорости v , тем ближе результат, полученный на основе более точного выражения (19) к результату гидродинамического приближения (23).

Детальный анализ квадратур (20) и (21) (с использованием функции Максвелла и выражений (4) и (9)) показывает, что величины A и B не зависят от температуры и средней длины свободного пробега носителей заряда, а определяются только составом среды и величиной безразмерного симплекса τ/T . Из анализа выражений (20) и (21) следует также,

что при неограниченном увеличении симплекса τ/T амплитудные значения j_m и $j_{r,m}$ сближаются, стремясь в пределе к величине

$$\lim_{(\tau/T) \rightarrow \infty} j_m = \lim_{(\tau/T) \rightarrow \infty} j_{r,m} = \frac{\gamma E_m}{\omega \tau}, \quad (25)$$

а сдвиги по фазе α и α_r тоже стремятся к одинаковому пределу

$$\lim_{(\tau/T) \rightarrow \infty} \alpha = \lim_{(\tau/T) \rightarrow \infty} \alpha_r = -\pi/2. \quad (26)$$

Таким образом, при гармоническом изменении напряженности электрического поля (18) плотность тока (независимо от состава среды) также изменяется по гармоническому закону. Однако при этом амплитуды плотности тока и сдвиги по фазе, полученные на основании решения (19), совпадают с результатами гидродинамического приближения в области очень малых и очень больших значений симплекса τ/T .

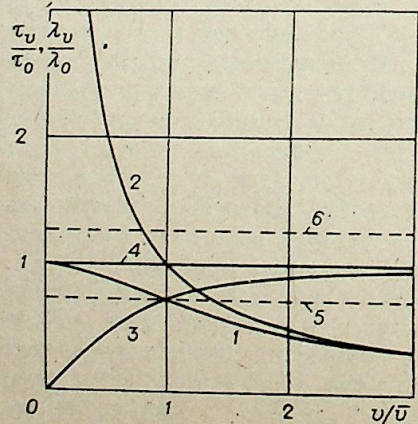
Для установления количественных закономерностей были проведены численные расчеты на ЭВМ с использованием выражений (4), (9), (19) — (24) в пределах изменения симплекса τ/T от 0 до 100. Вычисления на основании перечисленных выражений, соответствующих решению, полученному при использовании статистических представлений, выполнялись для двух вышеупомянутых сред (ионизованного газа и твердого тела), обладающих различным характером зависимости $\tau_v = \tau_v(v)$. Результаты расчетов проиллюстрированы на рис. 1—5.

Зависимости моноскоростных характеристик носителей заряда в ионизованном газе и твердом теле представлены на рис. 1. В качестве аргумента выбрана безразмерная скорость v/\bar{v} (\bar{v} — средняя скорость носителей заряда), а сами характеристики (τ_v и λ_v) тоже представлены в безразмерном виде путем их отнесения к соответствующим величинам τ_0 и λ_0 . При этом величина λ_0 представляет собой длину свободного пробега носителей заряда, вычисляемую в предположении неподвижности всех частиц, с которыми они сталкиваются, а τ_0 — соответствующее величине λ_0 среднее время свободного пробега тех же носителей для средней скорости \bar{v} . Значения λ_0 и τ_0 вычисляются по соотношениям

$$\lambda_0 = 1/\sigma n, \quad (27)$$

$$\tau_0 = \lambda_0/\bar{v} = 1/\sigma n \bar{v}. \quad (28)$$

Как следует из рис. 1, моноскоростные времена свободного пробега носителей для ионизованного газа (кривая 1) и твердого тела (кривая 2) являются монотонно убывающими функциями скорости. Однако для твердого тела время свободного пробега τ_v имеет большие значения и обладает более резким характером изменения по сравнению с аналогичной величиной для ионизованного газа. Вследствие этого и безразмерное среднее время свободного пробега для носителей заряда в твердом теле (штриховая линия 6) оказывается большим, чем у ионизованного газа (штриховая линия 5).



Моноскоростная длина свободного пробега носителей в твердом теле (прямая 4) практически не зависит от скорости, так как ионы решетки не участвуют в поступательном движении, а для ионизованного газа (кривая 3) является монотонно возрастающей функцией скорости.

Рис. 1. Моноскоростное время и длина свободного пробега носителей заряда в зависимости от относительной скорости.

1 и 2 — зависимости τ_v/τ_0 соответственно для ионизованного газа и твердого тела; 3 и 4 — зависимости для ионизованного газа и твердого тела; 5 — отношение $\tau/\tau_0 = 0,734468$ для ионизованного газа; 6 — отношение $\tau/\tau_0 = 1,274293$ для твердого тела.

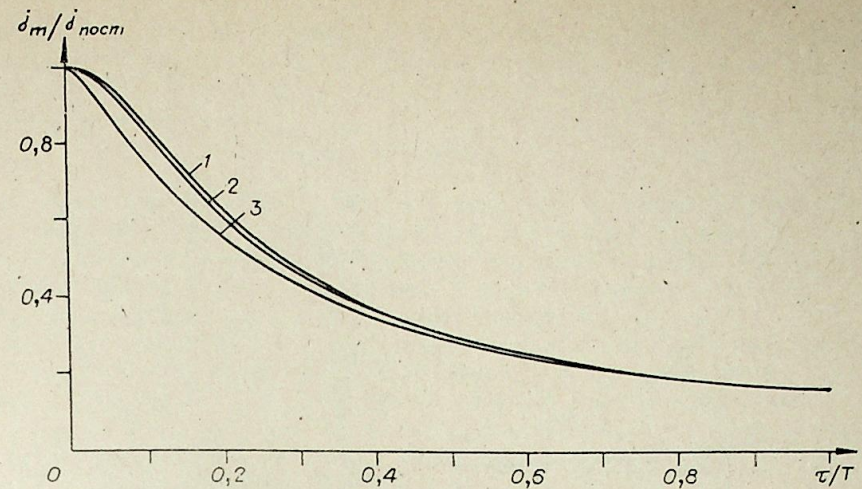


Рис. 2. Зависимости безразмерной амплитуды плотности тока $j_m/j_{\text{пост}}$ от симплекса τ/T .

1 — гидродинамическое приближение для любой среды; 2 и 3 — соответственно ионизованный газ и твердое тело для решения, полученного на основе статистического подхода.

Как и следовало ожидать, при неограниченном увеличении скорости движения носителей базразмерные величины τ_v/τ_0 и λ_v/λ_0 у ионизованного газа и твердого тела асимптотически сближаются.

Изменение безразмерной амплитуды плотности тока ($j_m/j_{\text{пост}}$) в зависимости от симплекса τ/T показано на рис. 2. Амплитуды плотности тока при этом для трех представленных на графике случаев отнесены к плотности постоянного тока ($j_{\text{пост}}$), протекающего в среде при стационарном режиме (при $\tau/T = 0$). Как видно из графика, результаты решения, полученного на основе гидродинамического приближения (кривая 1), оказываются выше результатов статистического подхода (кривые 2 и 3) и практически совпадают с последними при очень малых ($\tau/T \rightarrow 0$) и при значительных ($\tau/T > 1$) величинах симплекса τ/T , что подтверждает ранее сделанные выводы.

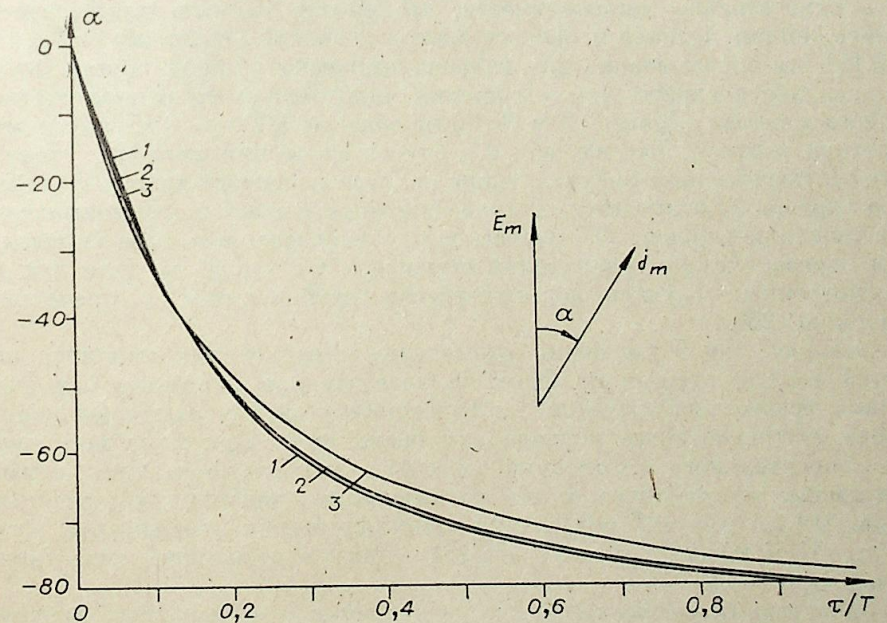


Рис. 3. Сдвиг по фазе между плотностью тока и напряженностью.

1 — гидродинамическое приближение для любой среды; 2 и 3 — соответственно ионизованный газ и твердое тело для решения, полученного на основе статистического подхода.

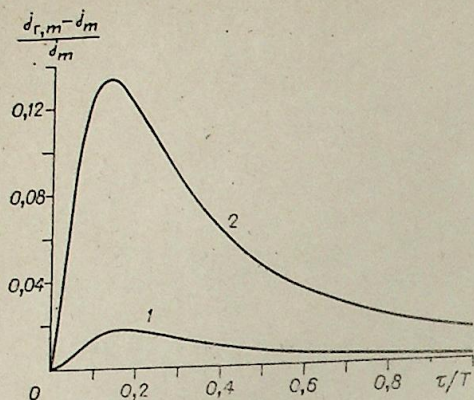


Рис. 4. Относительные расхождения в амплитудных значениях плотности тела, соответствующих гидродинамическому приближению ($j_{r,m}$) и решению на основе статистического подхода (j_m).
1 — ионизованный газ; 2 — твердое тело.

Результаты, полученные на основе статистического рассмотрения процессов электропроводности для ионизованного газа (кривая 2), отличаются от гидродинамического приближения (кривая 1) существенно меньше, чем аналогичные результаты для кристаллических тел (кривая 3). Этот факт (в полном соответствии с вышеустановленным) объясняется более резким характером зависимости $\tau_v = \tau_v(v)$ для твердых кристаллических тел по сравнению с газовой средой.

На рис. 3 представлены зависимости от симплекса τ/T сдвигов по фазе (α) между плотностью тока и напряженностью поля для тех же трех случаев, что и на предшествующем графике. Как видно, характерно общее для всех монотонное нарастание запаздывания по фазе плотности тока относительно напряженности, что вполне понятно по физическим соображениям. Однако в области малых значений симплекса τ/T (менее $\sim 0,15$) это запаздывание для гидродинамического приближения (кривая 1) происходит слабее, чем у решения, полученного на основе статистического подхода (кривые 2 и 3). Для области $\tau/T > \sim 0,15$ имеет место обратная картина. Так же, как и в случае сравнения амплитуд, показанного на предыдущем рисунке, сдвиг по фазе плотности тока для твердого тела (кривая 3) отличается от аналогичной величины гидродинамического приближения (кривая 1) сильнее, чем у ионизованного газа (кривая 2). При неограниченном увеличении симплекса τ/T сдвиг по фазе для всех рассмотренных случаев асимптотически приближается к предельному значению (26).

На рис. 4 и 5 показаны относительные отклонения амплитуд плотностей тока и сдвигов по фазе, получаемых при использовании гидродинамического приближения, по сравнению с результатами решения на основе статистического подхода для обеих сред. При этом зависимости для относительного отклонения амплитуд, как видно из рис. 4, имеют экстремальный характер и их максимальные значения соответственно равны: 0,1325 при $\tau/T = 0,14$ для кристаллических проводников (кривая 2, рис. 4) и 0,0172 (при $\tau/T = 0,16$) — для ионизованного газа (кривая 1, рис. 4).

Зависимости относительного расхождения в абсолютных значениях сдвига фаз (см. рис. 5) тоже являются экстремальными для обоих рассматриваемых веществ (кривые 1 и 2). Однако абсолютные значения максимальных относительных отклонений наблюдаются при $\tau/T = 0$. Для

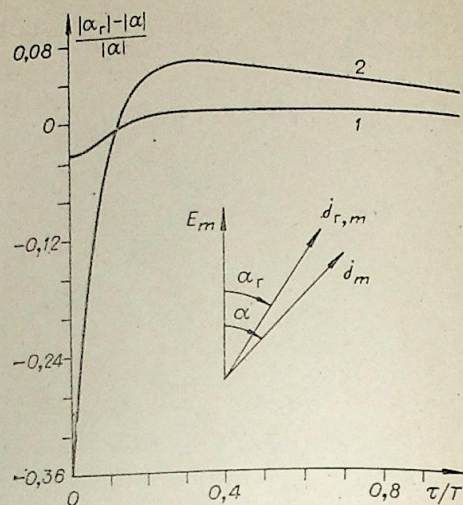


Рис. 5. Относительные различия в абсолютных значениях сдвига фаз, полученных на основе гидродинамического приближения (α_r) и статистического подхода (α) в решении задачи.
1 — ионизованный газ; 2 — твердое тело.

ионизованного газа максимальное относительное отклонение составляет величину $-0,0323$ (кривая 1, рис. 5), а для кристаллических проводников оно существенно больше и равно $-0,3630$ (кривая 2, рис. 5).

ВЫВОДЫ

1. Применение статистического подхода, в котором учитывается распределение частиц по интервалам движения и скоростям и используется зависимость длины и времени свободного пробега от скорости, позволяет получить более детальное и строгое выражение закона Ома для нестационарных процессов электропроводности.

2. Анализ гидродинамического приближения, выполненный на основе статистических представлений, показал, что точность этого приближения должна возрастать по мере приближения к стационарным условиям. Кроме того, гидродинамическое приближение будет давать лучший результат для веществ со слабо выраженной зависимостью от скорости величины моноскоростного времени свободного пробега.

3. Сопоставление результатов гидродинамического приближения с результатами статистического решения задачи показало, что в условиях периодически меняющейся напряженности поля наибольшая погрешность упомянутого приближения составляет величину менее 2% для ионизованного газа и порядка 13% для кристаллических проводников.

Московский институт
стали и сплавов

Поступила в редакцию
22/IX 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Фудзита С. Введение в неравновесную квантовую статистическую механику. Пер. с англ. А. Г. Башкирова. М.: Мир, 1969.
2. Вопросы квантовой теории необратимых процессов. Сб. работ. Пер. с англ./Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. М.: ИЛ, 1961.
3. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
4. Мосе Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. Пер. с англ./Под ред. А. А. Гиппиуса и А. Н. Ковалева. М.: Мир, 1976.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964.
6. Марков Г. Т., Петров Б. М., Грудинская Г. П. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Сов. радио, 1979.

УДК 536.248

Ю. С. ДАНИЛЯН, Б. Г. АКСЕНОВ

ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ДИФФУЗИИ
С НЕМОНОТОННЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ

1. ВВЕДЕНИЕ

Многие практически важные задачи технической и математической физики приводят к необходимости решения нелинейных дифференциальных уравнений параболического типа. Сюда относятся задачи диффузии, теплопроводности, фильтрации жидкости в пористых средах и др. Один из важнейших классов таких задач представляется исследованиями процессов, сопровождающихся изменением агрегатного состояния вещества. Примером могут служить вопросы теплообмена с химической реакцией [1], промерзание влажных грунтов [2], затвердевание жидких металлов [3] и др.

Характерной особенностью уравнений, описывающих такие процессы, является наличие нелинейной немонотонной зависимости одного из коэффициентов от неизвестной функции. Существующие приближенные методы, как правило, не позволяют получить приемлемых решений. Исключение составляют численные методы, которые не предполагают получения аналитического выражения решения и требуют исследования сходимости использованного алгоритма. В ряде случаев удается провести качественное исследование [4].

В настоящей работе для подобных задач предлагается приближенный метод решения, основанный на применении теорем сравнения [5]. Метод заключается в построении верхней и нижней оценок точного решения. Далее строится процедура последовательного улучшения этих оценок, позволяющая получать решения с более высокой точностью. Абсолютная погрешность легко контролируется, так как всегда есть верхняя и нижняя оценки. Для убедительности все выкладки и аналитические построения проведены для задачи, имеющей точное решение. Формулировка ее следующая:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{a_0}{1 + 2\alpha t + \beta t^2} \frac{\partial t}{\partial x} \right); \quad (1.1)$$

$$t(0, \tau) = t_0, \quad t(\infty, \tau) = t(x, 0) = 0. \quad (1.2)$$

Как видно, эта задача имеет все трудности, характерные для описания упомянутых выше процессов, — нелинейный и немонотонный коэффициент под знаком производной, — и для нее получено точное решение (см., например, [6]), по которому можно оценить эффективность предлагаемой процедуры.

2. ОПИСАНИЕ ПРИБЛИЖЕННОГО РЕШЕНИЯ

Для дальнейшего изложения удобно в рассматриваемой задаче вывести нелинейный коэффициент за знак производной. Это достигается введением новой зависимой переменной u по формуле

$$u = \int_0^\theta \frac{a_0}{1 + 2\alpha y + \beta y^2} dy, \quad (2.1)$$

где $\theta = \frac{t}{t_0}, \quad \alpha = \kappa t_0, \quad \beta = \nu t_0^2.$

Задача (1.1) — (1.2) в новых переменных запишется в виде

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{a_0}{1 + 2\alpha\theta + \beta\theta^2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad a(\theta) = \frac{a_0}{1 + 2\alpha\theta + \beta\theta^2}, \quad (2.2)$$

$$u(0, \tau) = u_c = \int_0^1 \frac{a_0}{1 + 2\alpha y + \beta y^2} dy, \quad (2.3)$$

$$u(\infty, \tau) = u(x, 0) = 0. \quad (2.4)$$

Коэффициенты α, β выбираются таким образом, чтобы выполнялось неравенство $\alpha^2 - \beta < 0$.

Коэффициент нелинейности $a(\theta)$ в этом случае становится немонотонной функцией своего аргумента и имеет максимум при

$$\theta^* = -\alpha/\beta.$$

Функции θ, u в соответствии с (2.1) связаны друг с другом взаимно однозначно выражениями

$$u = \frac{a_0}{\sqrt{\beta - 4\alpha^2}} \left(\operatorname{arctg} \frac{\beta\theta + \alpha}{\sqrt{\beta - \alpha^2}} - \operatorname{arctg} \frac{\alpha}{\sqrt{\beta - \alpha^2}} \right),$$

$$\theta = \frac{\sqrt{\beta - \alpha^2} \operatorname{tg} \left(u \sqrt{\beta - \alpha^2} + \operatorname{arctg} \frac{\alpha}{\sqrt{\beta - \alpha^2}} \right) - \alpha}{a_0 \beta}.$$

Представим функцию $a(\theta)$ в виде

$$a(\theta) = kv(\theta)w(\theta) + c, \quad (2.5)$$

где

$$c = \inf [a(0), a(1)];$$

$$k = a(\theta^*) - c;$$

$$v(\theta) = \begin{cases} \frac{a(\theta) - c}{k} & \text{при } \theta < \theta^*, \\ 1 & \text{при } \theta \geq \theta^*; \end{cases}$$

$$w(\theta) = \begin{cases} \frac{a(\theta) - c}{k} & \text{при } \theta \geq \theta^*, \\ 1 & \text{при } \theta < \theta^*. \end{cases}$$

Здесь функции $v(\theta)$ и $w(\theta)$, как легко убедиться непосредственной проверкой, являются непрерывными и монотонными функциями своих аргументов

$$\frac{dv}{d\theta} \geq 0, \quad \frac{dw}{d\theta} \leq 0. \quad (2.6)$$

Последние неравенства определяют суть предлагаемого подхода, который опирается на точную замену немонотонной зависимости $u(\theta)$ алгебраическим выражением, включающим только монотонные функции. После такой замены, как будет видно далее, оказывается возможным применение метода теорем сравнения [7—9] для нелинейных уравнений параболического типа.

Рассмотрим функции u_3, u_4 , являющиеся решениями задач:

$$\frac{\partial u_3}{\partial \tau} = a_3 \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial u_4}{\partial \tau} = a_4 \frac{\partial^2 u_4}{\partial x^2}.$$

Граничные и начальные условия здесь и ниже принимаются в виде (2.3) и (2.4)

$$\begin{aligned} a_3 &= kv(\theta_2)w(\theta_1) + c = c, \\ a_4 &= kv(\theta_1)w(\theta_2) + c = k + c, \\ \theta_1 &= 1, \quad \theta_2 = 0. \end{aligned}$$

Нетрудно показать, что

$$a_4 \leq a(\theta) \leq a_1. \quad (2.8)$$

Построим неравенства, показывающие, что функции u_3 и u_4 являются соответственно верхней и нижней оценками точного решения задачи (2.1)–(2.2)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \tau} - a_3 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= (a(\theta) - a_3) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \leq 0, \\ \frac{\partial u}{\partial \tau} - a_4 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= (a(\theta) - a_4) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \geq 0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Знаки этих неравенств определяются использованием условия (2.8) и того факта, что в соответствии с условиями (1.2) $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \geq 0$ в любой момент времени.

Применяя теорему сравнения [5], получаем

$$\begin{aligned} u_4 &\leq u \leq u_3, \\ \theta_4 &\leq \theta \leq \theta_3. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Кроме того, по принципу максимума для решений u_3 , u_4 выполняются неравенства

$$\theta_4 \geq \theta_2, \quad \theta_3 \leq \theta_1. \quad (2.11)$$

На этом шаге заканчивается построение первых, нетривиальных, в отличие от θ_1 , θ_2 , оценок решения задачи (2.2)–(2.4). Функции, их реализующие, удовлетворяют уравнениям теплопроводности (2.7) с константами a_3 , a_4 . Качество этих оценок, определяемое близостью u_3 , u_4 , зависит от численных значений a_3 , a_4 и, как правило, в задачах рассматриваемого типа бывает невысоким. Поэтому для практических расчетов необходимо иметь возможность уточнять первые оценки. Ниже описан процесс построения уточняющихся приближений. Следующие оценки являются решениями задач

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_5}{\partial \tau} &= a_5 \frac{\partial^2 u_5}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial u_6}{\partial \tau} &= a_6 \frac{\partial^2 u_6}{\partial x^2}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} a_5 &= kv(\theta_4)w(\theta_3) + c; \\ a_6 &= kv(\theta_3)w(\theta_4) + c. \end{aligned}$$

Монотонность функций $v(\theta)$, $w(\theta)$, отмеченная в соотношениях (2.6), и неравенства во второй строчке (2.10) позволяют установить, что $a_5 \geq a(\theta)$, $a_6 \leq a(\theta)$.

Далее, на основе этого записываются неравенства, аналогичные (2.9),

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - a_5 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \geq 0, \quad \frac{\partial u}{\partial \tau} - a_6 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \leq 0,$$

и по теореме сравнения получается $u_6 \leq u \leq u_5$, $\theta_6 \leq \theta \leq \theta_5$.

Покажем, что эти оценки лучше предыдущих (2.10). Неравенства

(2.11) в силу монотонности функций v , w по своим аргументам определяют справедливость отношений

$$a_3 - a_5 \geq 0, \quad a_4 - a_6 \leq 0.$$

Тогда имеют место неравенства, аналогичные (2.9), а именно:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_3}{\partial \tau} - a_5 \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} &= (a_3 - a_5) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} \geq 0, \\ \frac{\partial u_4}{\partial \tau} - a_6 \frac{\partial^2 u_4}{\partial x^2} &= (a_4 - a_6) \frac{\partial^2 u_4}{\partial x^2} \leq 0, \end{aligned}$$

и по теореме сравнения $u_3 \geq u_5$, $u_6 \leq u_4$, или окончательно

$$u_4 \leq u_6 \leq u \leq u_5 \leq u_3, \quad \theta_4 \leq \theta_6 \leq \theta \leq \theta_5 \leq \theta_3.$$

Этот процесс улучшения оценок может быть продолжен до получения требуемой точности приближенного решения. Процедура их получения подобна описанной и поэтому можно выписать уравнения для получения i -й и $(i+1)$ -й оценок точного решения (i — нечетное):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial \tau} &= a_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial u_{i+1}}{\partial \tau} &= a_{i+1} \frac{\partial^2 u_{i+1}}{\partial x^2}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

где в качестве коэффициентов использовано обобщение применяемых выше формул в виде

$$a_i = kv(\theta_{i-1})w(\theta_{i-2}) + c, \quad a_{i+1} = kv(\theta_{i-2})w(\theta_{i-1}) + c.$$

В общем случае имеют место неравенства

$$\begin{aligned} u_i &\leq \dots \leq u_{i-2} \leq u_i \leq u \leq u_{i+1} \leq u_{i-1} \leq \dots \leq u_3, \\ \theta_i &\leq \dots \leq \theta_{i-2} \leq \theta_i \leq \theta \leq \theta_{i+1} \leq \theta_{i-1} \leq \dots \leq \theta_3. \end{aligned}$$

3. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

В этом параграфе приведено решение задачи (1.1), (1.2), описанной в первом параграфе предложенным в данной статье методом. При построении оценок здесь используется процедура, несколько отличная от приведенной выше. Отличие это состоит в следующем. Во втором параграфе на основе двух оценок сверху и снизу, например θ_3 , θ_4 , строятся две улучшенные оценки сверху и снизу θ_5 , θ_6 , на их основе θ_7 , θ_8 и т. д. В данном же параграфе по оценкам θ_3 , θ_4 получается θ_5 , далее по θ_4 , θ_5 строятся θ_6 и т. д. Качество оценок при этом улучшается, а справедливость неравенств, полученных ранее, остается в силе.

Решения уравнений (2.12) при граничных и начальных условиях (1.2), (2.3) и (2.4) легко получить в аналитическом виде, который выглядит

$$u_i(x, \tau) = u_i(\xi) = u_c - \frac{u_c}{A_i} \int_0^{\xi} \exp\left(-2 \int_0^z \frac{y}{a_i(y)} dy\right) dz; \quad (3.1)$$

где

$$A_i = \int_0^{\infty} \exp\left(-2 \int_0^z \frac{y}{a_i(y)} dy\right) dz; \quad (3.2)$$

$$\xi = \frac{x}{2\sqrt{\tau}}. \quad (3.3)$$

По этим формулам проводились расчеты. Численные значения констант, входящих в исходную задачу (1.1), (1.2), принимались следующими: $\alpha = -1,646$, $\beta = 2,877$, $a_0 = 1$.

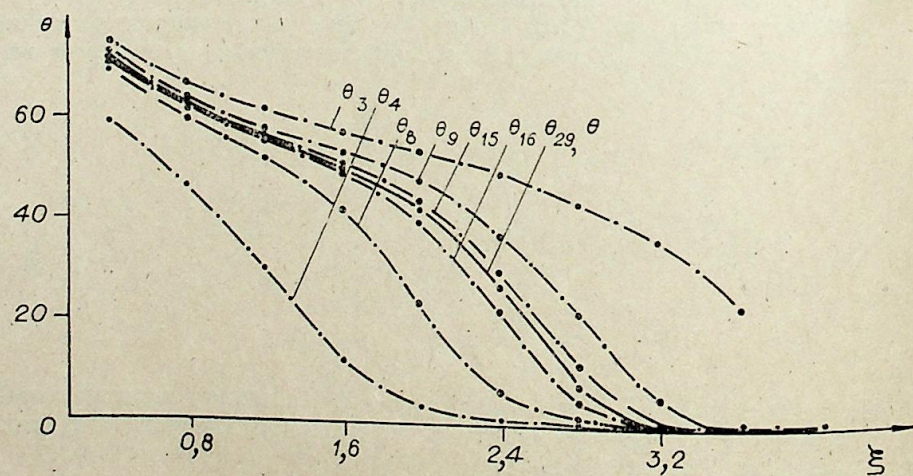
ξ	θ						
	θ_3	θ_4	θ_9	θ_{15}	θ_{16}	θ_{29}	θ_{30}
0	1	1	1	1	1	1	1
0,4	0,75	0,59	0,74	0,66	0,73	0,69	0,73
0,8	0,66	0,46	0,65	0,56	0,64	0,59	0,63
1,2	0,61	0,30	0,59	0,47	0,58	0,51	0,57
1,6	0,56	0,12	0,55	0,31	0,53	0,41	0,52
2,0	0,52	0,03	0,49	0,11	0,47	0,23	0,46
2,4	0,48	0,004	0,43	0,02	0,39	0,06	0,36
2,8	0,42	0,00	0,35	0,00	0,27	0,01	0,21
3,2	0,35	0,00	0,21	0,00	0,11	0,00	0,05
3,6	0,22	0,000	0,072	0,00	0,016	$3 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-3}$
4	0	0	0	0	0	0	0
γ		3,43		1,80		1,43	

Определенные интегралы в выражении (3.1) вычислялись по формуле трапеций с шагом $2 \cdot 10^{-3}$. Число шагов в интегралах с бесконечным верхним пределом (3.2) принималось равным 2000. В таблице приведены значения функций $\theta_i(\xi)$ в различных приближениях и при некоторых значениях автомодельной переменной ξ . Последние два приближения значений совпадают по численной величине с точным решением, приведенным в работе [6]. На рисунке выборочно приведены графики различных приближений функции $\theta_i(\xi)$ и точное решение задачи (1.1), (1.2) при численных значениях (3.3) $\theta(\xi) \approx \theta_{29}(\xi)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере задачи, имеющей точное аналитическое решение, показана работоспособность процедуры получения оценок сверху и снизу существенно нелинейных задач с немонотонной зависимостью коэффициента от неизвестной функции. Оценки решения представлены в аналитическом виде односторонними соотношениями (3.1), (3.2), что облегчает перевод вычислений на ЭВМ. В статье [9] интегралы рассчитывались по формуле трапеций, но в данном случае можно воспользоваться большим количеством известных в литературе способов приближенного интегрирования.

Предложенный в статье способ получения оценок решения нелинейного уравнения параболического типа можно рассматривать как способ приближенного аналитического решения с гарантированной точностью. Последнее обстоятельство весьма существенно, так как для большинства известных методов оценки погрешности не получены. Кроме того, имея некоторый набор сужающихся пар верхних и нижних оценок,



ξ	θ						
	θ_{10}	θ_{11}	θ_{12}	θ_{13}	θ_{14}	θ_{29}	θ_{30}
1	1	1	1	1	1	1	1
0,70	0,72	0,70	0,71	0,72	0,71	0,71	0,71
0,60	0,63	0,61	0,63	0,62	0,62	0,62	0,62
0,53	0,57	0,54	0,56	0,55	0,56	0,56	0,56
0,45	0,51	0,47	0,50	0,48	0,49	0,49	0,49
0,30	0,44	0,35	0,42	0,38	0,41	0,41	0,41
0,10	0,33	0,15	0,29	0,21	0,26	0,26	0,26
0,02	0,16	0,03	0,11	0,04	0,07	0,07	0,07
0,001	0,03	0,002	0,013	0,004	0,007	0,007	0,007
$7 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$
0	0	0	0	0	0	0	0
1,26		1,16		1,07		1,003	

можно вычислить максимальное отклонение от точного решения результатов применения других приближенных методов.

Авторы выражают глубокую благодарность Н. А. Рубцову за постоянное внимание к работе и полезное обсуждение ее результатов.

Тюменский
инженерно-строительный институт

Поступила в редакцию
8/XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Астарита Дж. Массопередача с химической реакцией. Л.: Химия, 1971.
2. Общее мерзотоведение. М.: МГУ, 1978.
3. Фаеинге М. Процессы затвердевания. М.: Мир, 1977.
4. Колмогоров А. Н., Петровский, Пискунов Н. С. Исследование уравнения диффузии, соединенной с возрастанием количества вещества, и его применение к одной биологической проблеме. — В кн.: Теория горения и взрыва. М.: Наука, 1981.
5. Фридман А. Уравнения в частных производных параболического типа. М.: Мир, 1968.
6. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
7. Аметов И. М., Даниэлян Ю. С. Применение теорем сравнения в нелинейной теории теплопроводности. — ИФЖ, 1973, № 2.
8. Даниэлян Ю. С., Яницкий П. А. Приближенное решение нелинейных задач Стефана. — ИТС. Проблемы нефти и газа Тюмени, 1979, № 43.
9. Даниэлян Ю. С. Приближенное решение температурных задач нелинейной теплопроводности с тепловыделением в спектре температур. — Изв. СО АН СССР, 1982, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

УДК 535.23

Б. Г. АКСЕНОВ, Ю. С. ДАНИЭЛЯН, Н. А. РУБЦОВ
ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ
РАДИАЦИОННО-КОНДУКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

1. ВВЕДЕНИЕ

Необходимость исследования процессов радиационно-кондуктивного теплообмена возникает во многих областях промышленности и строительства. Назовем в качестве примера радиационный разогрев полупрозрачных материалов, вопросы теплового режима ледовых сооружений и т. д.

Решение задач радиационно-кондуктивного теплообмена осложнено нелинейностью соответствующих уравнений. Решение обычно проводится приближенными или численными методами (например, [1]).

В работах [2, 3] разработан метод приближенного аналитического решения некоторых нелинейных задач теплопроводности, основанный на применении теорем сравнения [4]. В данной статье мы, пользуясь этой методикой, построим решение задачи радиационно-кондуктивного теплообмена в приближении радиационной теплопроводности.

2. ПОСТРОЕНИЕ РЕШЕНИЯ

Для одномерной полубесконечной области имеем следующую математическую формулировку поставленной задачи:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[(1 + b\theta^3) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] = \frac{\partial \theta}{\partial \tau'}, \quad (2.1)$$

$$\tau' \geq 0 \quad 0 \leq x < \infty.$$

Здесь $\theta = \frac{t}{T^*}$ — безразмерная температура; t — температура; T^* — характеристическая температура среды; $\tau' = a\tau$; τ — время; x — пространственная координата; a — коэффициент температуропроводности; $b = \frac{16\sigma T_*^3}{3\kappa\lambda}$; σ — постоянная Стефана — Больцмана; κ — поглощательная способность среды; λ — коэффициент теплопроводности.

Краевые условия: $\theta(\infty, \tau) = \theta(x, 0) = \theta_0$; $\theta(0, \tau) = \theta_c$.
Вводим новую переменную

$$v = \int_0^{\theta} \varphi(y) dy, \quad \varphi(y) = 1 + by^3, \quad (2.3)$$

для которой задача (2.1), (2.2) переписывается в виде

$$\frac{\partial v}{\partial \tau'} = (1 + b\theta^3) \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad (2.4)$$

$$v(\infty, \tau) = v(x, 0) = v_0 = \int_0^{\theta_0} \varphi(y) dy, \quad (2.5)$$

$$v(0, \tau) = v_c = \int_0^{\theta_c} \varphi(y) dy. \quad (2.6)$$

Нашей целью является нахождение оценок точного решения сверху и снизу и построение процедуры их последовательного уточнения. Первые, самые грубые, оценки $v_1, v_2, \theta_1, \theta_2$ получаем, решая задачи

$$\frac{\partial v_i}{\partial \tau'} = \varphi_i \frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2}, \quad i = 1, 2$$

с краевыми условиями (2.5)

$$\varphi_1 = \max_{\theta_0 < \theta < \theta_c} \varphi(\theta) = 1 + b\theta_c^3,$$

$$\varphi_2 = \min_{\theta_0 < \theta < \theta_c} \varphi(\theta) = 1 + b\theta_0^3.$$

Опираясь на теорему сравнения [4], покажем, что $v_1 \geq v$. Для этого обозначим $\beta(v) = \varphi_1 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$ и определим знак неравенства $\frac{\partial v}{\partial \tau'} - \beta(v)$:

$$\frac{\partial v}{\partial \tau'} - \varphi_1 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = (\varphi(\theta) - \varphi_1) \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \leq 0,$$

$$\text{а так как } \frac{\partial v_1}{\partial \tau'} - \beta(v_1) = 0,$$

то по теореме сравнения $v_1 \geq v$ и из (2.3) имеем $\theta_1 \geq \theta$,

где
$$v_1 = \int_0^{\theta_1} \varphi(y) dy.$$

Аналогично доказывается, что

$$v_2 \leq v, \quad \theta_2 \leq \theta.$$

Следующие, улучшенные, оценки являются решениями задач:

$$\frac{\partial v_i}{\partial \tau'} = \varphi(\theta_{i-2}) \frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2}, \quad i = 3, 4 \quad (2.7)$$

с условиями (2.5). Так как $\theta_2 \leq \theta \leq \theta_1$, и $\varphi(\theta)$ — монотонно возрастающая функция, то $\varphi(\theta_2) \leq \varphi(\theta) \leq \varphi(\theta_1)$. Поэтому построив неравенства, аналогичные (2.6), легко доказать, что $v_3, v_4, \theta_3, \theta_4$ соответственно верхняя и нижняя оценки v, θ .

Покажем, что $v_3, v_4, \theta_3, \theta_4$ — более точные оценки в сравнении с $v_1, v_2, \theta_1, \theta_2$. Обозначим

$$\beta_3(v) = \varphi(\theta_1) \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$$

и выпишем неравенства

$$\frac{\partial v_1}{\partial \tau'} - \beta_3(v_1) = \frac{\partial v_1}{\partial \tau'} - \varphi(\theta_1) \frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} = [\varphi_1 - \varphi(\theta_1)] \frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} \geq 0,$$

т. е. $v_1 \geq v_3$.

Аналогично доказывается, что $v_4 \leq v_2$. Итак, получаем

$$v_1 \leq v_3 \leq v \leq v_4 \leq v_2; \quad \theta_1 \leq \theta_3 \leq \theta \leq \theta_4 \leq \theta_2.$$

Этот процесс продолжается до получения необходимой точности. Все оценки определяются как решения задач вида (2.7).

Для автомодельной переменной

$$\xi = x/2\sqrt{\tau'}$$

решения задач (2.7) имеют аналитический вид

$$v_i(\xi) = \frac{v_0 - v_c}{A_i} \int_0^{\xi} \exp\left(-2 \int_0^z \frac{z}{\varphi[\theta_{i-2}(z)]} dz\right) dy + v_c,$$

Оценка	ξ										
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	4,0
θ ₁	1	0,86	0,69	0,51	0,34	0,21	0,12	0,06	0,03	0,01	0
θ ₂	1	0,91	0,81	0,69	0,58	0,46	0,35	0,26	0,184	0,127	0
θ ₃	1	0,87	0,71	0,53	0,36	0,22	0,13	0,07	0,03	0,02	0
θ ₄	1	0,88	0,73	0,56	0,39	0,25	0,14	0,08	0,04	0,02	0
θ ₅	1	0,87	0,71	0,53	0,36	0,22	0,13	0,07	0,03	0,02	0
θ ₆	1	0,87	0,71	0,54	0,37	0,22	0,13	0,07	0,03	0,02	0
θ ₇	1	0,87	0,71	0,53	0,36	0,22	0,13	0,07	0,03	0,02	0
θ ₈	1	0,87	0,71	0,53	0,36	0,22	0,13	0,07	0,03	0,02	0

$$A_i = \int_0^{\infty} \exp\left(-2 \int_0^y \frac{z}{\varphi[\theta_{i-2}(z)]} dz\right) dy.$$

Для вычислений ν_i условно принимаем, что $\theta_{-1} \equiv \theta_c$.

3. ПРИМЕР РАСЧЕТА И ЕГО ОБСУЖДЕНИЕ

По описанному в п. 2 алгоритму составлена программа для ЭВМ и просчитан контрольный пример при

$$\theta_0 = 0, \theta_c = 1, b = 1,333.$$

Интегралы (8) вычислены по формуле трапеций с шагом $2 \cdot 10^{-3}$. Максимальное число шагов при вычислении интегралов с бесконечным верхним пределом 2000. В таблице приводятся значения θ_i для некоторых значений ξ . Важным свойством данного решения является то, что для любой оценки θ_i максимальная абсолютная погрешность легко определяется выражением $|\theta_i - \theta_{i-1}|$. Известен также знак абсолютной погрешности.

Из таблицы видно, что верхние и нижние оценки быстро сближаются, так что с точностью до второго знака $\theta_7 \approx \theta_8$. Полученное решение может непосредственно применяться в инженерной практике. Функции θ_i могут быть использованы также для оценки точности различных приближенных и численных методов.

Тюменский
инженерно-строительный институт

Поступила в редакцию
1/XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурка А. Л., Рубцов Н. А. Нестационарный радиационно-кондуктивный перенос тепла в плоском слое серой поглощающей среды. — ПМТФ, 1971, № 1.
2. Даниэлян Ю. С., Яницкий П. Л. Приближенное решение нелинейных задач Стефана. — НТС. Проблемы нефти и газа Тюмени, 1979, № 43.
3. Даниэлян Ю. С., Аксенов Б. Г. Приближенное решение нелинейных задач лучистого теплообмена. — Изв. СО АН СССР, 1982, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
4. Фридман А. Уравнение с частными производными параболического типа. М.: Мир, 1968.

О ВЛИЯНИИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ОБРАЗУЮЩИХ МАЛЫЕ ЗАОРЫ, НА ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

Н. А. РУБЦОВ, В. Б. МАСЯГИН, В. В. ШАЛАЙ,
Н. В. ШЕПЕЛЕВ, А. А. ЕМЕЛЬЯНОВ

УДК 536.022

Вопрос о теплообмене излучением в малом зазоре рассматривался теоретически и экспериментально в целом ряде работ [1—3]. Наиболее полное теоретическое решение данной задачи представлено в [1]. Для практического использования полученных аналитических результатов в [1] представляется интересным исследовать зависимость суммарного теплового потока излучения в малом зазоре от функции поверхностного импеданса, ввиду того, что его величина определяется как интеграл и влияние функции поверхностного импеданса на тепловой поток не очевидно.

Рассмотрим исходную формулу, определяющую тепловой поток в зазоре между двумя металлическими поверхностями [1]:

$$P(l) = \frac{1}{\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} [\Pi_1(\omega) - \Pi_2(\omega)] z(\omega) f\left(\frac{\omega l}{\pi c}\right) \omega^2 d\omega. \quad (1)$$

Здесь h — постоянная Планка; c — скорость света в вакууме; ω — частота электромагнитных волн; $\Pi_1(\omega)$ и $\Pi_2(\omega)$ — функция Планка; $\Pi_1(\omega) = h\omega \left[\exp\left(\frac{h\omega}{K_B T_1}\right) - 1 \right]^{-1}$; K_B — постоянная Больцмана; T_1 — температура 1-й среды; $z(\omega)$ — функция поверхностного импеданса; $f\left(\frac{\omega l}{\pi c}\right)$ — универсальная функция; l — расстояние между поверхностями сред.

$$f(y) = \frac{1}{2y} + \frac{m}{y} + \frac{m(m+1)(2m+1)}{6y^3}; \quad m = [y].$$

Уравнение (1) связывает полный тепловой поток из одной среды в другую в зависимости от расстояния между ними.

Поверхностные импедансы сред определяются формулами

$$\zeta'_2 = \left(\frac{\omega}{8\pi\sigma_\nu}\right)^\alpha, \quad (\nu = 1, 2). \quad (2)$$

Здесь σ_ν — электрическая проводимость ν -й среды; $\alpha = 1/2$ при нормальном скин-эффекте; $\alpha = 2/3$ при аномальном скин-эффекте [1].

Если рассматривать переменные, которые входят в (1), то видно, что единственная величина, зависящая от условий проведения опыта (условий обработки, физического и химического состояния поверхностей теплообмена и т. д.), — это функция поверхностного импеданса $z(\omega)$. Зависимость (2) определяет степень черноты поверхности в идеальном случае, однако неидеальность поверхности вносит значительный вклад в излучательные характеристики поверхности.

Рассмотрим один из возможных случаев изменения степени черноты поверхностей в криосистемах. Известно, что именно в этих случаях наблюдается наибольшее расхождение результатов теоретических и экспери-

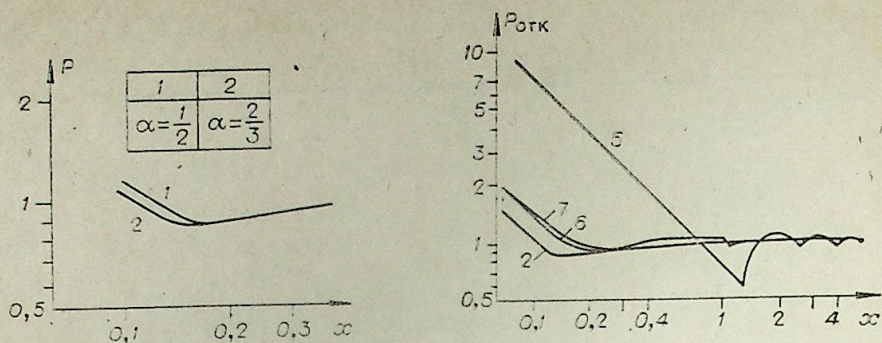


Рис. 1. Зависимость суммарного теплового потока от расстояния для нормального скин-эффекта (1) и аномального (2). Постоянные значения для формулы (1) даны в табл. 1 с номерами 1, 2, соответственно.

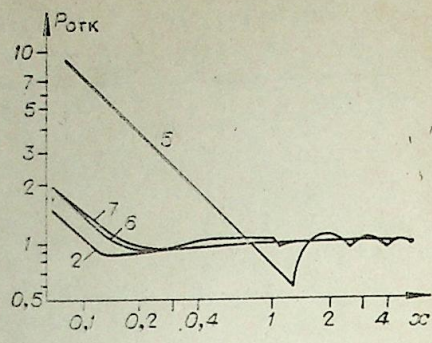


Рис. 2. Зависимость суммарного теплового потока от расстояния по данным табл. 1 с номерами 2, 5, 6, 7.

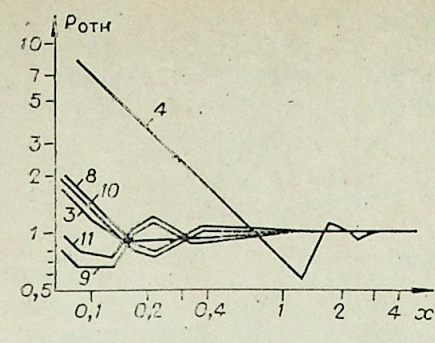


Рис. 3. Зависимость суммарного теплового потока от расстояния по данным табл. 1 с номерами 3, 4, 8, 10, 11.

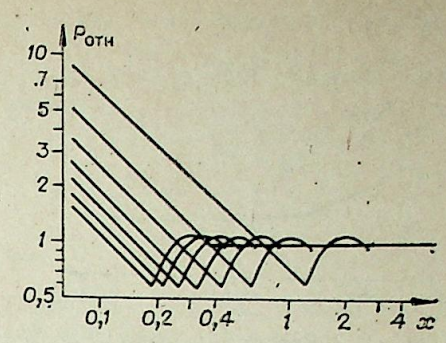


Рис. 4. Зависимость теплового потока от расстояния для небольшого интервала частот, где импеданс отличен от нуля.

ментальных исследований [2, 3]. На поверхностях с уменьшением температуры возможно образование криоалета и, согласно [2], он существенно изменяет степень черноты. При образовании пленки криоалета в вакууме следует ожидать формирования покрытия в виде очень тонкого слоя. Это явление — причина просветления на коротких волнах. Нами было численно исследовано влияние изменения степени черноты поверхностей на суммарный тепловой поток в виде зависимости

$$P_{отт} = \frac{P(x)}{P_{\infty}}$$

Здесь P_{∞} — полный тепловой поток при $l \rightarrow \infty$;

$$x — \text{базразмерный зазор } x = \frac{Kl}{\rho ch} lT_1 = 1,39lT_1.$$

Программа расчета позволила в широких пределах изменять степень черноты. Для апробации программы были проведены расчеты теплового потока по данным (1) (рис. 1). Поскольку случай, когда поверхностные

импедансы сред, определяющиеся формулой (2), не является единственно возможным, возникает необходимость исследовать зависимость (1) при других случаях определения поверхностного импеданса сред.

Для исследования зависимости (1) при новых условиях созданная нами программа позволяла задать любую связь поверхностного импеданса с частотой электромагнитных волн. Это обеспечивалось разбиением всего диапазона частот на отрезки, в границах которых поверхностный импеданс подчинялся формуле (2) либо был постоянен. Разбив диапазон частот на достаточно малые отрезки, можно аппроксимировать любой закон изменения поверхностного импеданса сред при изменении частоты электромагнитных волн. Были просчитаны наиболее простые варианты, когда поверхностный импеданс равен нулю всюду, кроме определенного отрезка частот, причем границы отрезка смещались при переходе от одного варианта к другому. Сведения о расчетах даны в табл. 1.

Результаты расчетов показывают, что зависимость полного теплового потока от расстояния в значительной степени определяется формулой для поверхностного импеданса (рис. 2, 3).

Основываясь на закономерности положения минимумов и максимумов, построим зависимость полного теплового потока от расстояния между границами сред для специального случая. Разобьем диапазон частот $[0,6 \cdot 10^{14}]$ на отрезки частот длиной $3 \cdot 10^{13}$. Предположим, что спектральный поток теплового излучения для всех отрезков имеет одинаковую зависимость от частоты электромагнитных волн, определяемую кривой 4. Построим кривые зависимостей $P_{отт}(x)$ для каждого отрезка на одном рисунке (рис. 4), а затем просуммируем значения $P_{отт}(x)$ и построим суммарную кривую $P_{отт}(x)$ (рис. 5). Как видно из рис. 5, зависимость полного теплового потока от расстояния между границами сред имеет малый минимум (2% $P_{отт \infty}$) при $x = 1, 2$ или $l = 2,9 \cdot 10^{-13}$ см. При уменьшении x функция $P_{отт}(x)$ монотонно возрастает.

Полученные сведения о связи зависимостей полного теплового потока от величины зазора определенного поверхностного импеданса и частоты электромагнитных волн позволяют по-новому рассмотреть имеющиеся экспериментальные данные.

Если вся энергия излучается только электромагнитными волнами малой частоты, то положение 1-го минимума полного теплового потока смещается в сторону больших расстояний между границами сред и глубина минимума увеличивается (кривая 4). Если же вся энергия излучается в диапазоне больших частот, то положение 1-го минимума смещается в сторону меньших расстояний, но глубина минимума увеличивается (кривая 9). Если вся энергия излучается лишь в диапазонах очень малых и очень больших частот, а в отрезке частот между этими диапазонами не излучается, то глубина 1-го минимума уменьшается, а положение его смещается (кривая 11). Следует отметить особенность кривых 4, 9 и 11 в исследуемом диапазоне частот.

Таблица 1

№ п/п	$\omega_{min}, 1/c$	$\omega_{max}, 1/c$	T_1, K	T_2, K	ξ_1	ξ_2	$l_{min}, см$	$l_{max}, см$	Δl	$P_{\infty}, Дж/(м^2 \cdot с)$
1	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{13}$	15,1	4,5	$\alpha=1/2$	$\alpha=1/2$	10^{-3}	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	
2	$1,9 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{13}$	15,1	4,5	$\alpha=2/3$	$\alpha=2/3$	10^{-3}	$61 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$5,2 \cdot 10^{-7}$
3	$1,9 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{14}$	300	77	$\alpha=1/2$	$\alpha=1/2$	10^{-4}	$64 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	4
4	$1,9 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{13}$	300	77	$\alpha=1/2$	$\alpha=1/2$	10^{-4}	$90 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$2,6 \cdot 10^{-2}$
5	$1,9 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{13}$	300	77	0,01	0,01	10^{-4}	$126 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-1}$
6	$1,9 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{14}$	300	77	0,01	0,01	10^{-4}	$55 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	12
7	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{14}$	46	4,2	0,01	0,01	10^{-4}	$98 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$6,7 \cdot 10^{-3}$
8	$1,9 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{14}$	300	77	$\alpha=1/2$	$\alpha=1/2$	10^{-4}	$100 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	1,3
9	$2 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{14}$	300	77	$\alpha=1/2$	$\alpha=1/2$	10^{-4}	$60 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	27
10	$3 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{14}$	300	77	$\alpha=1/2$	$\alpha=1/2$	10^{-4}	$90 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	1,3
11	$1,9 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{14}$	300	77	$\alpha=1/2$	$\alpha=1/2$	10^{-4}	$60 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	1,3

Диапазон частот складывается из двух отрезков ($1,9 \cdot 10^{12}$; $3 \cdot 10^{13}$) и ($2 \cdot 10^{14}$; $6 \cdot 10^{14}$); ω_{min} — минимальная частота; ω_{max} — максимальная частота; l_{min} — минимальное расстояние между границами сред; l_{max} — максимальное расстояние между границами сред; Δl — шаг изменения расстояния.

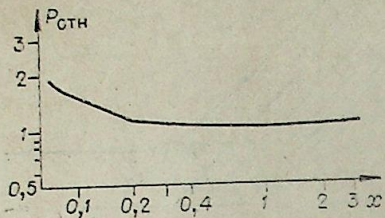


Рис. 5. Суммарный тепловой поток. Суммирование проводилось на рис. 4.

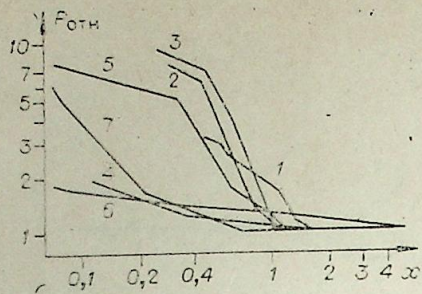


Рис. 6. Экспериментальные кривые зависимости теплового потока от расстояния.
 T_1, T_2 (в К) = 30, 77 (1); 200, 77 (2); 150, 77 (3); 80, 4, 2(4); 45, 4, 2(5); 15, 1, 4, 5(6); 10, 4, 5(7).

дуюем диапазоне частот: кроме минимумов полного теплового потока имеются локальные максимумы, в которых значения потоков оказываются больше, чем значение P_∞ . Положение минимумов и максимумов полного теплового потока связано с положением границ диапазона частот и с виновской частотой излучения. Это видно из табл. 2 (здесь x — точка наибольшего минимума на кривых 9, 10, 4 и 3). $lx = \frac{x}{1,39T_1}$; $\omega x = \frac{2\pi c}{lx} \left(\frac{w_x}{2} - \text{частота электромагнитных волн}\right)$. Ей соответствует удвоенная длина волны по сравнению с величиной зазора. На рис. 6 результаты эксперимента [2, 3] представлены в виде

$$P_{отн} = \frac{P(x)}{P_\infty}$$

Как видно из рис. 6, имеются две группы кривых, имеющих общие признаки (1, 2, 3, 5 и 6, 4). Кривая 7 занимает промежуточное положение. Имеется совпадение кривых 6, 4 с кривой рис. 5, отражающей возможный теоретический случай, с точностью 30%. При больших значениях l суммарный тепловой поток, определяемый [1], не зависит от расстояния и

Таблица 2

	9	10	4	3
x	10^{-1}	$1,95 \cdot 10^{-1}$	1,26	$1,7 \cdot 10^{-1}$
lx	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$4,67 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4,07 \cdot 10^{-4}$
ωx	$7,8 \cdot 10^{14}$	$4,03 \cdot 10^{14}$	$6,28 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^{14}$
$\omega x/2$	$3,9 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$	$3,2 \cdot 10^{13}$	$2,3 \cdot 10^{14}$

одно и то же численное значение интеграла может быть получено подбором различных функций поверхностного импеданса, следовательно, тепловой поток однозначно не определен. При малых расстояниях, как видно на расчетных кривых, тепловой поток зависит от расстояния и эта зависимость определяется универсальной функцией $f(y)$, а конкретный вид зависимости теплового потока от расстояния определяется частотной характеристикой функции поверхностного импеданса.

Анализ полученных результатов показывает определяющее влияние свойств поверхности излучающих сред на зависимость полного теплового потока излучения от расстояния между границами сред, поэтому как при анализе экспериментальных данных, так и при расчетах процессов теплообмена излучением необходимо учитывать это влияние. Поверхностные свойства сред могут как усиливать, так и ослаблять влияние малого расстояния, смещать минимум и максимум интенсивности полного теплового

излучения в малых зазорах, что необходимо учитывать при проектировании технических устройств.

Авторы признательны С. М. Рытову, М. Л. Левину, В. Г. Полевому за полезную дискуссию и высказанные замечания.

Институт теплофизики
 СО АН СССР,
 Новосибирск

Поступила в редакцию
 5/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин М. Л., Полевой В. Г., Рытов С. М. К теории теплообмена, обусловленного флуктуационным электромагнитным полем.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, вып. 6 (12).
2. Кутателадзе С. С., Рубцов Н. А., Бальцевич Я. А. Влияние величины зазора между металлическими пластинами на их тепловое взаимодействие при криогенных температурах.— ДАН СССР, 1978, т. 241, № 4.
3. Домого, Боэм, Тьен. Экспериментальное исследование теплообмена излучением между металлическими поверхностями при криогенных температурах.— Теплопередача, 1970, т. 92, № 3.

УДК 536.21 : 634

А. Г. ГРОЙСМАН, Л. М. НИКИТИНА

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ГИДРАТОВ ПРИРОДНОГО ГАЗА
И НАСЫЩЕННОГО ИМИ КВАРЦЕВОГО ПЕСКА

В настоящее время исследованию газовых гидратов уделяется большое внимание. Это связано с открытием В. Г. Васильева, Ю. Ф. Макогона, Ф. А. Требина, А. А. Трофимука и Н. В. Черского способности природного газа образовывать залежи в виде газовых гидратов и возникшими в связи с этим проблемами поиска и разработки таких месторождений, а также проблемами разработки эффективных методов предупреждения образования и разрушения гидратов природного газа при добыче, транспорте и переработке нефти и газа и в других технологических процессах.

Для расчета любых процессов, связанных с наличием газовых гидратов, необходимо знать их теплофизические свойства. Однако известна лишь одна работа [1], в которой экспериментально определен зондовым методом коэффициент теплопроводности гидрата пропана и песка, насыщенного гидратом пропана, при температуре 275 К и давлении 0,48 МПа.

В настоящей работе теплофизические свойства исследовались методом квазистационарного теплового режима 2-го рода. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Основным узлом является измерительная адиабатическая ячейка, состоящая из трех коаксиальных цилиндров, изготовленных из медной фольги, на которые намотаны нагреватели 1, 2 из константанового провода. С торцов цилиндры центрируются эбонитовыми крышками, внутри которых тоже размещены константановые нагреватели 3. Внутренний цилиндр, внутри которого размещается исследуемый образец, имеет диаметр 30 мм и длину 100 мм. Рабочий нагреватель 1 создает постоянный тепловой поток на поверхности образца. Нагреватели 2, 3 поддерживают адиабатические условия проведения эксперимента. Дифференциальные термодары 4 контролируют нулевой перепад температур между образцом и тепловым экраном, регулируемый четырьмя полупроводниковыми терморегуляторами 5.

Эксперименты проводили следующим образом. Образец, находящийся в ячейке, нагревали постоянным тепловым потоком. Перепад температур между центром и поверхностью образца ΔT регистрировался дифференциальной термодарой 6, а повышение температуры на поверхности образца — термодарой 7, по которой находили скорость нагрева образца

в. В экспериментах перепад температур составлял 0,5 К, скорость нагрева $\sim 10^{-3}$ К/с. Теплофизические характеристики вычисляли по формулам:

$$\lambda_{эф} = \frac{I^2 R - C_{яч} b}{4\pi l \Delta T}, \quad c = \frac{1}{m} \left(\frac{I^2 R}{b} - C_{яч} - C_{газ} \right) - \frac{\omega}{b\rho}, \quad a_{эф} = \frac{\lambda_{эф}}{c\rho},$$

где I — сила тока в нагревателе; R — сопротивление нагревателя; l , m , ρ — длина, масса и плотность образца соответственно; $C_{газ}$ — теплоемкость газа в порах образца, $C_{яч}$ — теплоемкость измерительной ячейки, ω — мощность внутренних стоков тепла, вызванных десорбцией газа при нагреве газовых гидратов. При расчетах теплофизических коэффициентов учитывали систематические ошибки, возникающие за счет нарушения квазистационарности теплового режима, конечности образца, непостоянства скорости нагрева, зависимости теплофизических свойств от температуры, искажения температурного поля термодарами, теплового расширения образца. С учетом систематических ошибок методические ошибки измерения коэффициентов тепло- и температуропроводности, удельной теплоемкости составляют 4,0, 6,2 и 4,6%, соответственно.

Для получения гидратов использовался природный газ состава: CH_4 — 91,51; C_2H_6 — 3,94; C_3H_8 — 1,22; C_4H_{10} — 0,59; C_5H_{12} — 0,20; N_2 — 2,0; O_2 — 0,4% (об).

Гидраты получали следующим образом: мелко колотый дистиллированный лед помещали в чашечку мельницы, заливали жидким азотом и перемалывали его в жидком азоте в ледяную пыль. Полученную ледяную пыль засыпали в измерительную ячейку при температуре ниже 273,15 К и подавали газ под давлением, соответствующим области существования данного гидрата. При этом следили за изменением теплофизических свойств образца во времени. После выхода кривых изменения теплофизических свойств образца на плато считали переход льда в гидрат законченным. Характерные кинетические кривые приведены на рис. 2. Для получения образцов песка, насыщенного газовыми гидратами, образец заданной влажности замораживали при температуре 260 К, затем подавали в камеру природный газ под давлением 5 МПа и следили за изменением теплофизических свойств образца во времени. После выхода кривой изменения коэффициента теплопроводности на плато считали переход льда в гидрат в дисперсной среде законченным. Характерные кинетические кривые в зависимости от влажности образца W приведены на рис. 3. Чистоту образцов контролировали по термограмме плавления. При наличии в образце льда, не перешедшего в гидрат, на термограмме при 273,15 К появлялось плато, отвечающее плавлению льда. Образцы, в которых не весь лед перешел в гидрат, отбраковывались.

Значения удельной и эффективной (включающей теплоту десорбции газа) теплоемкостей гидратов природного газа, приведены в табл. 1, а коэффициентов тепло- и температуропроводности — в табл. 2.

Оценка температуры Дебая газовых гидратов и сравнение ее с температурой Дебая льда позволяют сделать вывод, что теплоемкость газового гидрата должна быть выше теплоемкости льда, что находится в качественном согласии с экспериментально найденными значениями теплоемкости газовых гидратов, приведенными в табл. 1.

Как и у льда, теплоемкость газового гидрата с ростом температуры увеличивается. Теплоемкость газового гидрата с увеличением давления возрастает, что можно объяснить увеличением степени заполнения полостей газового гидрата и теплоемкости включенного газа. Исходя из структурного сходства газовых гидратов и льда можно предположить, что теплопроводность решетки газового гидрата близка к теплопроводности льда. Включение же молекул газа в решетку газового гидрата приводит, с одной стороны, к разрыхлению решетки, с другой — включенные молекулы являются центрами рассеяния фононов, что должно приводить к уменьшению коэффициента теплопроводности газовых гидратов по сравнению со льдом.

При температурах больше дебаевской основной причиной рассеяния

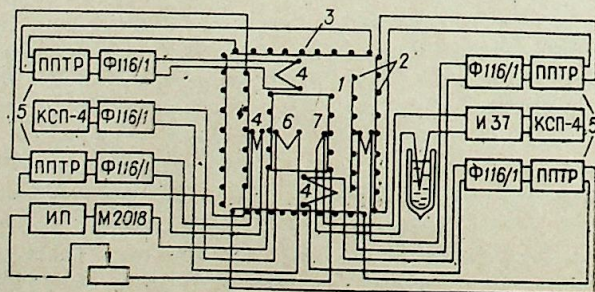


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

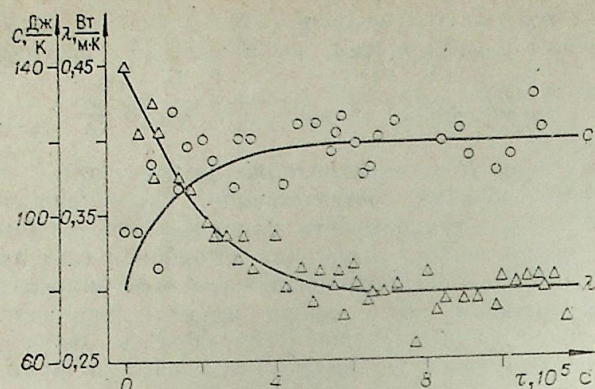
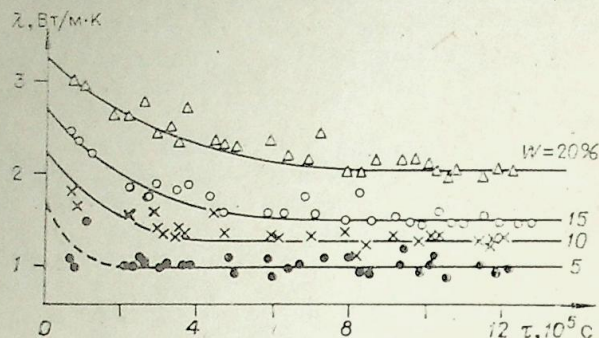


Рис. 2. Изменение теплоемкости c и коэффициента теплопроводности λ при $T = 260$ К и $p = 5$ МПа образца во времени.

Рис. 3. Изменение коэффициента теплопроводности влажного песка при $T = 260$ К и $p = 5$ МПа во времени.



Фононов является ангармоничность тепловых колебаний и флуктуации плотности, создаваемые тепловым движением. Об ангармоничности тепловых колебаний можно судить по коэффициенту теплового расширения. Зная его [2, 3], можно предполагать, что коэффициент теплопроводности газовых гидратов должен быть меньше, чем у льда.

Как следует из табл. 2, теплопроводность газовых гидратов в первую очередь зависит от плотности образцов. Теплопроводность снега при тех же плотностях значительно выше теплопроводности гидрата природного газа. Такое большое различие можно объяснить тем, что на поверхности льда присутствует пленка воды и это приводит к лучшему контакту зерен в снеге, а следовательно, и к большему коэффициенту его теплопроводности по сравнению с гидратом природного газа.

Для пористых тел решающим фактором, влияющим на теплопроводность, является их пористость. Гидраты природного газа в данной работе представляли связанные между собой зерна, образующие поры, в кото-

Таблица 4

T, K	p, MPa	$c, \text{кДж}/(\text{кгК})$	$c_{\text{эф}}, \text{кДж}/(\text{кгК})$	T, K	p, MPa	$c, \text{кДж}/(\text{кгК})$	$c_{\text{эф}}, \text{кДж}/(\text{кгК})$
213	0,72	1,85	2,14	253	4,5	1,93	2,22
223	3,2	1,96	2,25	253	5,7	1,98	2,27
223	5,1	2,01	2,30	253	7,8	2,07	2,36
223	5,9	2,06	2,35	253	9,3	2,45	2,74
243	2,1	1,97	2,26	253	10,1	2,51	2,80
243	4,0	2,05	2,34	268	4,3	2,11	2,40
243	5,4	2,04	2,33	268	6,5	2,27	2,56
243	6,2	2,12	2,41	268	8,6	2,13	2,42
243	7,4	2,12	2,41	268	10,2	2,36	2,65
243	8,6	2,16	2,45	275	3,7	2,10	2,39
253	2,4	1,94	2,23	275	9,3	2,59	2,88
253	3,6	1,92	2,21	—	—	—	—

$\rho, \text{кг}/\text{м}^3$	T, K	p, MPa	$\lambda_{\text{эф}}, \text{Вт}/(\text{мК})$	$\alpha_{\text{эф}}, 10^7, \text{м}^2/\text{с}$	$\rho, \text{кг}/\text{м}^3$	T, K	p, MPa	$\lambda_{\text{эф}}, \text{Вт}/(\text{мК})$	$\alpha_{\text{эф}}, 10^7, \text{м}^2/\text{с}$
440	258	10,0	0,23	2,1	650	223	6,1	0,32	2,4
440	263	10,0	0,21	1,9	650	243	2,1	0,26	2,0
440	268	10,0	0,19	1,7	650	243	4,0	0,28	2,1
440	275	10,0	0,17	1,5	650	243	5,9	0,30	2,2
540	253	3,5	0,21	2,0	650	243	8,8	0,35	2,4
540	253	3,8	0,21	2,0	650	253	4,3	0,27	2,1
540	253	4,1	0,21	2,0	(5)	253	5,5	0,30	2,3
540	253	4,3	0,22	2,1	650	253	9,1	0,32	2,0
540	253	4,8	0,21	2,0	650	268	4,5	0,28	2,0
540	253	5,0	0,21	2,0	650	268	5,8	0,29	2,0
540	253	5,5	0,23	2,1	650	268	8,2	0,29	2,1
540	253	6,0	0,25	2,3	650	268	9,6	0,30	1,9
600	243	6,4	0,28	2,2	650	278	8,7	0,34	2,1
600	258	6,7	0,29	2,1	680	258	4,4	0,37	2,8
600	258	7,8	0,295	2,1	680	263	4,5	0,37	2,6
600	263	7,2	0,27	1,9	680	268	4,1	0,39	2,7
600	268	8,3	0,29	2,0	680	275	3,7	0,275	1,9
650	223	3,2	0,30	2,3	680	275	4,0	0,38	2,7

рых находился природный газ. В теории обобщенной проводимости для расчета эффективной теплопроводности таких дисперсных систем предложен ряд формул: Максвелла, Каганера [4], Русселя [5], Миснара [6] и др. Наиболее полную схему расчета эффективной теплопроводности дисперсной системы, в которой учитывается размер частиц, излучение в порах, давление газа-наполнителя и т. д., предложили Г. Н. Дульнев и Ю. П. Заричняк [7]. Рассчитанные по формулам обобщенной проводимости коэффициенты теплопроводности гидрата природного газа приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, хорошая сходимость расчетных и экспериментальных данных наблюдается в области малых плотностей (больших значений пористости). При расчете по методу [7] предполагали, что контакт между зернами минимален, а их шероховатостью можно пренебречь.

Зависимость коэффициента теплопроводности кварцевого песка, насыщенного гидратами природного газа, от влажности при температуре 263 К и давлении 5 МПа приведена на рис. 5. Там же для сравнения приведены теплофизические свойства того же песка в мерзлом и талом состояниях. Как видно из рис. 5, при одной и той же влажности коэффициент теплопроводности кварцевого песка, насыщенного газовыми гидратами, примерно на 70% меньше коэффициента теплопроводности мерзлого песка и примерно на 30% меньше коэффициента теплопроводности талого песка. Такое уменьшение коэффициента теплопроводности песка, насыщенного гидратами природного газа, по сравнению с этими же материалами во влажном и мерзлом состояниях можно объяснить тем, что вода и лед в порах образца образуют плотные манжеты между зернами, обеспечивающие хороший тепловой контакт. Гидраты же природного газа растут в виде лучей, тонких игл, усов-вискерсов, образуя сильно разветвленные дисперсные соединения, и это приводит к уменьшению коэффициента теплопроводности песка, насыщенного гидратами.

Песок, насыщенный газовыми гидратами, — многокомпонентная система, в которой зерна кварцевого песка сцементированы газовым гидратом, а в порах образца находится природный газ под давлением. Причем газовый гидрат 1 и природный газ 2 можно рассматривать как взаимопроницающие компоненты, а зерна кварцевого песка 3 как замкнутые включения. Для такой комбинированной смеси в [7] предложен поэтапный порядок расчета эффективной теплопроводности. На первом этапе расчета, мысленно удаляя из смеси третью компоненту, смесь сводят к двухкомпонентной с новыми значениями концентраций. Эффективную теплопроводность λ_{12} при этом рассчитывают по формуле для структуры

В. М. ГЕЛЛЕР, В. Н. ГАРЕВСКИЙ, А. П. МИНЯЙЛО,
Д. А. ПАНДЖАКИДЗЕ, Л. Я. ТРАЙНИН

ОПТИМИЗАЦИЯ НАГРЕВА НЕОРГАНИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВЧ-ПОЛЯХ

Использование электротехнологии в энергоемких производствах стало доминирующей тенденцией современного индустриального развития. Электротехнологические процессы, как правило, легко управляемы, экономичны, малооперационны. Таковы и процессы производства строительных материалов и композитов. Действительно, дегидратация, кристаллизация и ряд других физико-химических процессов могут существенно меняться и интенсифицироваться при использовании таких энергоносителей, как мощные высокочастотные электромагнитные и упругие колебания. При этом решающую роль в формировании физико-механических свойств изделий и факторов производительности технологического комплекса, наряду с амплитудными, приобретают частотные (спектральные) свойства используемых электромагнитных полей: средняя частота электромагнитного колебания f_{cp} , полоса частот сплошного либо дискретного спектра Δf , спектральная плотность последнего $G(f)$ и пр.

В настоящей работе ставится задача выявить оптимальные взаимосвязи между конструктивными особенностями технологических реакторов и характерными признаками используемой энергии, позволяющие реализовать требуемые параметры технологического процесса. Ограничиваясь применением электромагнитных СВЧ-полей — энергоносителей, оценим некоторые оптимизационные тенденции применительно к процессу обжига*, играющего важную роль в ряде технологических производств. Остановимся подробнее на вопросах оптимизации рассматриваемых процессов. В качестве целевой функции полезности уместно принять производительность процесса (A_N) при обусловленном качестве последнего. Фактор качества играет при этом роль естественного ограничения. Поскольку производительность любого электротермического процесса определяется сочетанием частных параметров ($V_{эф}$ — эффективный объем загруженной части реактора, $P_{уд}$ — мощность удельных потерь в веществе «загрузки»),

причем модули частных производных $\left| \frac{\partial A_N}{\partial V} \right|$ и $\left| \frac{\partial A_N}{\partial P_{уд}} \right|$ обычно соизмеримы, на выбор аналитической формы оптимизируемого критерия — целевой функции — оказывает решающее влияние физическое содержание ограничивающего фактора. Используемый в роли последнего фактор качества лимитируется почти исключительно частотой внешнего поля. Причем в обширной области так называемых рабочих состояний частота внешнего поля обратным образом влияет на частные параметры V и $P_{уд}$. Дополнительное ограничение состоит в обязательном обеспечении функциональной монотонности по отношению к каждому частному критериальному параметру.

В соответствии со сложившейся практикой оптимизационных решений [2] уместна при этом мультипликативная форма представления целевой функции.

* В основе последнего лежит механизм диэлектрического нагрева, базирующийся на явлении дипольной поляризации диэлектриков, представляющих собой смесь окислов и гидроксильных групп [1].

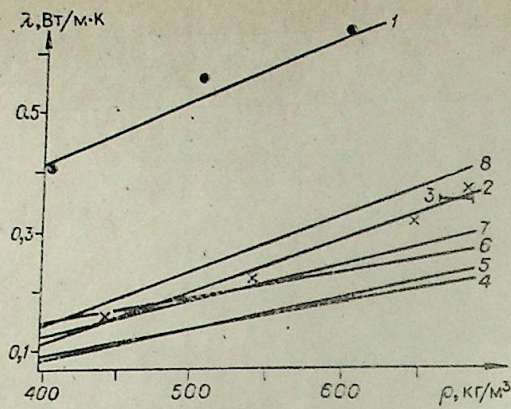


Рис. 4. Экспериментальная зависимость коэффициента теплопроводности снега (1) и гидрата природного газа (2) от плотности; 3 — экспериментальные данные [1]; 4 — построена по формуле Максвелла, 5 — Мисвара; 6 — Русселя, 7 — Каганера; 8 — по методике Дульнева — Заричняка.

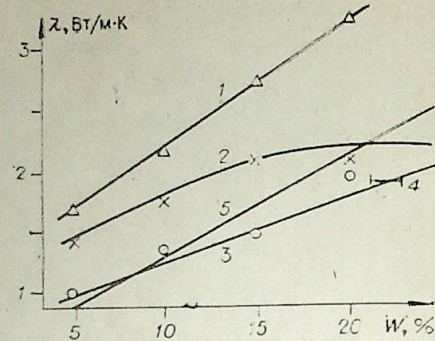


Рис. 5. Экспериментальная зависимость коэффициента теплопроводности мерзлого песка (1), влажного песка (2), и песка, насыщенного газовыми гидратами (3), от влажности; 4 — экспериментальные данные [1]; 5 — построена по формулам Дульнева — Заричняка и Оделевского.

с взаимопроникающими компонентами, предложенной в [7]. На следующем этапе расчета учитывается третья компонента в смеси и система вновь рассматривается как бинарная со связующей компонентой, имеющей теплопроводность λ_{12} и концентрацию $m_{12} = m_1 + m_2$. В ней имеются включения с теплопроводностью λ_3 и концентрацией m_3 . Эффективную теплопроводность такой системы рекомендуется рассчитывать по формуле Оделевского [7].

Результаты расчета эффективной теплопроводности кварцевого песка, насыщенного газовыми гидратами, в зависимости от влажности приведены на рис. 5. Расхождение расчетных и экспериментальных значений коэффициента теплопроводности не превышает 20%.

Институт
физико-технических проблем Севера
ЯФ СО АН СССР,
Якутск

Поступила в редакцию
24/III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Stoll R. D., Bryan G. M. Physical Properties of Sediments Containing Gas Hydrates— J. Geophysical Research, 1979, v. 84, N B4.
2. Wilms D. A., Haute A. A. Thermodynamics and composition of chlorine hydrates.— Desalination, 1973, v. 12, n. 3.
3. McIntyre J. A., Petersen D. K. Thermal and composition expansion in Ethylene Oxide — Water system.— J. Chem. Phys., 1967, v. 47, N 10.
4. Васильев Л. Л., Танаева С. А. Теплофизические свойства пористых материалов. Минск: Наука и техника, 1971.
5. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
6. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей и их композиций. М.: Мвр, 1968.
7. Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга. Л.: Энергия, 1974.

Опуская сначала динамические факторы, рассмотрим возможности статической максимизации функционала A_N и определим в соответствии с установившейся практикой скаляр $A_{N_{\max}}$ — экстремаль в пространстве состояния системы. Реакторная часть последней выполнена в виде СВЧ-резонатора, в котором размещена технологическая нагрузка, обладающая диэлектрическими потерями*. В статической задаче вместо $P_{\text{уд}}$ можно воспользоваться значением удельной энергии потерь [3]:

$$W = \int_0^T P_{\text{уд}} dt = \varepsilon_0 (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{S \omega^2 \tau}{[1 + (\omega\tau)^2]} \cdot \left(\frac{U^2}{d}\right). \quad (1)$$

Здесь ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума; ε_c — статическая диэлектрическая проницаемость; ε_∞ — асимптотическая, так называемая высокочастотная диэлектрическая проницаемость; τ — время дипольно-поляризационной релаксации диэлектрика; S — сечение диэлектрика; d — толщина диэлектрика; U — ВЧ-напряжение, приложенное к диэлектрику (действующее значение).

Потери в реальном диэлектрике нагрузки можно оценивать по величине тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ и мнимой слагающей комплексной диэлектрической проницаемости ε'' . При наличии множества релаксаторов: атомов, молекул, групп атомов, микронеоднородностей, дефектов и пр. — в соответствии с [3] вводится в рассмотрение функция распределения времен релаксации $f(\tau)$, удовлетворяющая следующему нормирующему условию: $\int_0^\infty f(\tau) d\tau = 1$. С учетом этого условия $\text{tg } \delta$ и ε'' запишем так

$$\text{tg } \delta = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \int_0^\infty \frac{f(\tau) \omega \tau d\tau}{1 + (\omega\tau)^2}}{\varepsilon_\infty (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \int_0^\infty \frac{f(\tau) d\tau}{1 + (\omega\tau)^2}}, \quad (2)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \int_0^\infty \frac{f(\tau) \omega \tau d\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (3)$$

Замечание. Для идеально однородного диэлектрика соотношения (2) и (3) легко приводятся к физико-аналитической модели Дебая (см. (76') и (76'') в [4]), причем зависимости $\text{tg } \delta = \varphi_1(\omega\tau)$ и $\varepsilon'' = \varphi_2(\omega\tau)$ имеют при этом максимумы

$$\gamma_1 = (\omega\tau)_{\text{экстр.1}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}} > 1, \quad (4)$$

$$\gamma_2 = (\omega\tau)_{\text{экстр.2}} = 1. \quad (5)$$

Очевидно, условия (4), (5), полученные без учета частотных свойств нагруженного реактора, т. е. и реальных структур электромагнитных полей в нем, не дают возможности судить о достижимой степени максимальности фактора A_N .

Рассмотрим частотные свойства целевой функции. Предварительно выразим эффективный объем заполненной части реактора V через электроконструктивные параметры реактора. С целью обеспечения максимальной однородности электротеплового поля внутри реактора используем наимизший тип электромагнитной волны H_{10} . Для упрощения задачи пренебрегаем прочими видами колебаний, включая «вырожденные». Как следует из [5], для поперечно-неоднородной слоистой электродинамической

* Потери «сквозного» характера на данной стадии исследования не рассматриваются, поскольку могут быть учтены независимо.

структуры, представленной на рис. 1, аналитическая связь между продольными возмущенной k_z и невозмущенной k_{z_0} — постоянными распространения — запишется следующим образом:

$$k_z = k_{z_0} \sqrt{1 + (k_0/k_{z_0})^2 (\varepsilon - 1) F(a_1/a)}. \quad (6)$$

Здесь $K_0 = 2\pi/\lambda$; $F(a_1/a) = a_1/a + \frac{1}{\pi} \sin \pi (a_1/a)$.

$k_{z_0} = k_0 \sqrt{1 - (\lambda/4a)^2}$ — постоянная распространения волны H_{10} в невозмущенном волноводе. Полагая $\lambda^2 \ll (4a)^2$, выражение (6) можно упростить

$$k_z = k_0 \left[1 + 0,5 (\varepsilon - 1) F\left(\frac{a_1}{a}\right) \right]. \quad (7)$$

Здесь $0,5(\varepsilon - 1)F(a_1/a)$ — «фактор возмущения». Решая (7) относительно длины волны в волноводе λ_b , получим

$$\lambda_b = \frac{\lambda}{\left[1 + 0,5 (\varepsilon - 1) F\left(\frac{a_1}{a}\right) \right]}. \quad (8)$$

т. е. продольная длина резонансного реактора с «возмущенной» структурой поля

$$z_p = n \frac{\pi c}{\omega \left[1 + 0,5 (\varepsilon - 1) F\left(\frac{a_1}{a}\right) \right]}. \quad (9)$$

Здесь c — скорость света; n — число полуволн, укладываемых на длине реактора.

Отметим далее, что энергетический режим работы СВЧ-резонатора, используемого в качестве технологического реактора, отличается повышенной ролью диссипативного фактора, величина и пространственное распределение которого оказывают решающее влияние на реализуемость нагрузочных свойств системы. Очевидно, традиционная модель энерговолевого режима объемного резонатора с потерями, основанная на граничных условиях Леонтовича [6]**, становится непригодной. Действительно, как следует из строгого рассмотрения процессов в прямоугольном волноводе с диэлектрическим «вкладышем», содержащим большие, равномерно распределенные релаксационные потери (см. рис. 1), искажение фронта нормальной электромагнитной волны обусловлено не только диэлектрической проницаемостью «вкладыша», но в значительной степени и потерями в нем. Уже при $\text{tg } \delta \geq 0,25 - 0,3$ возмущение электромагнитного поля становится заметным: появляются поперечные потоки активной мощности из боковых полостей во вкладыш. Как показывают расчеты и опыт, путем замены вещественной диэлектрической проницаемости (ε) в соотношении (9) модулем полной (с учетом потерь) диэлектрической проницаемости вкладыша

$$|\varepsilon_S| = \sqrt{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2} = \frac{\varepsilon'}{\cos \delta} \quad (10)$$

может быть синтезирована достоверная аналитическая модель процесса диэлектрического нагрева.

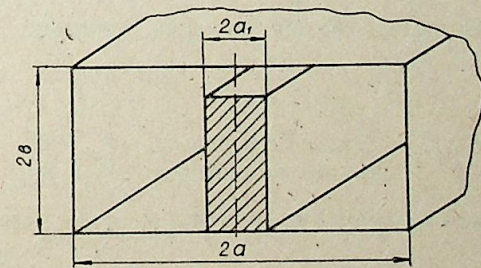


Рис. 1.

* Модельное соотношение (6), справедливое при $2(b - b_1) \ll 2b$ и $\varepsilon \leq 10$, получено с помощью вариационных методов, погрешность при пользовании им не превышает 10–12% в интервале значений $0,9a < \lambda < 1,1a$.

** Неискаженность заданной структуры электромагнитных полей в полости резонатора примерно сохраняется при малых потерях в стенках и диэлектрике.

Действительно, уравнения непрерывности вихревых полей в полости резонатора

$$\frac{dX_x}{H_x} = \frac{dY}{H_y}, \quad (11) \quad \frac{dY}{H_y} = \frac{dZ}{H_z}, \quad (12) \quad \frac{dZ}{H_z} = \frac{dX}{H_x}, \quad (13)$$

«сшивающие» граничные условия которых определяются «расщепленными» после подстановки $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$ продольными и поперечными постоянными распространения, позволяют получить конфигурации силовых линий полей в СВЧ-резонаторе, подобные приведенным в [7].

При $\epsilon > 10$ и $\delta \in 0-1,5$ предлагаемая модель правильно отображает качественные особенности искажения структуры поля в волноводе.

С учетом выражения (10) соотношение (9) становится пригодным для вычисления параметра z_p при значительных потерях. Полагая диэлектрик однородным (см. Замечание), подставим (10) в (9) и для z_p получим соотношение

$$z_p = n \frac{\pi c}{\omega \left\{ 1 + \left[\frac{\epsilon_c \frac{(1 + \alpha\gamma^2)}{(1 + \gamma^2)} - 1}{\cos \arctg \frac{(1 - \alpha)\gamma}{(1 + \alpha\gamma^2)}} \right] \cdot \frac{F\left(\frac{a_1}{a}\right)}{2} \right\}}, \quad (14)$$

где $\alpha = \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_c}$, $\gamma = \omega\tau$.

В частном случае при достаточно большой статической проницаемости ϵ_c и исчезающе малых диэлектрических потерях

$$z_p \approx n \frac{\pi c}{\omega \left\{ 1 + \frac{\epsilon_c}{(1 + \gamma^2)} \cdot \frac{F\left(\frac{a_1}{a}\right)}{2} \right\}}, \quad (15)$$

Анализ приведенных выражений показывает, что с ростом фактора потерь величина z_p , а значит и эффективно прогреваемая часть объема резонатора $V_{\text{эфф}}$ будут снижаться. Это соответствует реальным физическим представлениям. Рассмотрим конкретные примеры оптимизации процесса диэлектрического нагрева, представляющие интерес для практики.

МАЛЫЕ ПОТЕРИ

Производя очевидные преобразования выражения (14), получим

$$z_p = n \frac{\pi c}{\omega (\beta + \epsilon)}$$

Здесь

$$\beta = \frac{2}{F\left(\frac{a_1}{a}\right)} - 1.$$

Оптимизируемая целевая функция A_N запишется следующим образом

$$A_N = M \frac{\gamma}{[\beta + \epsilon_c + (\beta + \alpha\epsilon_c)\gamma^2]},$$

где $M = 2a_1 n \pi c (\beta + 1) \epsilon_c (\epsilon_c - \epsilon_\infty) S U^2$.

Очевидно, зависимость $A_N = f(\gamma)$ имеет максимум. Отыскивая последний с помощью процедуры $\frac{dA_N}{d\gamma} = 0$, получим

$$\gamma_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{(\beta + \epsilon_c)}{(\beta + \epsilon_\infty)}}. \quad (16)$$

Зависимость $\gamma_{\text{опт}} = f(\beta)$ приведена на рис. 2 (кривая I). С учетом (16) можно записать

$$A_{N_{\text{max}}} = \frac{M}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\beta + \epsilon_\infty)(\beta + \epsilon_c)}}.$$

КОНЕЧНЫЕ ПОТЕРИ

Заменяя $\cos \delta$ в выражении (14) степенным разложением и ограничиваясь учетом квадратичных членов, получаем

$$z_p = n \frac{\pi c}{\omega \left\{ 1 + \left[\epsilon_c \frac{(1 + \alpha\gamma^2)^2}{(1 + \gamma^2) \sqrt{1 + \alpha^2\gamma^4 + \gamma^2(1 - \alpha^2)}} - 1 \right] \cdot \frac{F\left(\frac{a_1}{a}\right)}{2} \right\}}.$$

Целевая оптимизируемая функция в данном случае примет вид

$$A_N = M \frac{\gamma(2\alpha^2\gamma^4 + \xi\gamma^2 + 2)}{\beta(1 + \gamma^2)(2\alpha^2\gamma^4 + \xi\gamma^2 + 2) + 2(1 + \alpha\gamma^2)^3}. \quad (17)$$

Здесь $\xi = 6\alpha - \alpha^2 - 1$, $M = 2n\pi c a_1 (\beta + 1) S U^2 \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty)$. Соотношение (17) можно анализировать лишь численными методами. Рассмотрим часто встречаемый случай $\alpha \ll 1$. Целевая функция при этом существенно упрощается:

$$A_N = M \frac{\gamma(2 - \gamma^2)}{[\beta(1 + \gamma^2)(2 - \gamma^2) + 2]}. \quad (18)$$

Очевидно, зависимость (18) от параметра γ экстремальна. Условие $\frac{dA_N}{d\gamma} = 0$ приводит к бикубическому уравнению

$$\beta\gamma^6 - 5\beta\gamma^4 + (8\beta + 6)\gamma^2 - 4(\beta + 1) = 0. \quad (19)$$

На рис. 2 (кривая II) приведена зависимость единственного вещественного положительного корня $\gamma_{\text{опт}}$ от параметра β .

СЛУЧАЙ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ ПОТЕРЬ

Выражая (см. выше) через параметры $\alpha = \epsilon_\infty/\epsilon_c$ и $\gamma = \omega\tau$ угол потерь $\delta = \arctg \left[\frac{(1 - \alpha)\gamma}{(1 + \alpha\gamma^2)} \right]$, запишем на основании [8]

$$\cos \delta = \cos \arctg \left[\frac{(1 - \alpha)\gamma}{(1 + \alpha\gamma^2)} \right] = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{(1 - \alpha)\gamma}{(1 + \alpha\gamma^2)} \right]^2}}. \quad (20)$$

Соотношение (20) справедливо при $\frac{(1 - \alpha)\gamma}{(1 + \alpha\gamma^2)} > 0$. Подставляя (20) в (14) и производя очевидные преобразования, определяем параметр

$$V = \frac{A(\beta + 1)}{[\beta + \epsilon_c f(\alpha, \gamma)]}. \quad (21)$$

Здесь $A = 2a_1 n \pi c \frac{\pi c}{\omega}$; $f(\alpha, \gamma) = \frac{\sqrt{(1 + \alpha\gamma^2)^2 + (1 - \alpha)^2\gamma^2}}{(1 + \gamma^2)}$; $\beta = \frac{2}{F\left(\frac{a_1}{a}\right)} - 1$.

Для часто встречаемого случая $\alpha \ll 1$ выражение (21) может быть упрощено:

$$V \approx \frac{A(\beta + 1)}{\left[\beta + \frac{\epsilon_c}{\sqrt{1 + \gamma^2}} \right]}.$$

Целевая функция A_N определится при этом следующим выражением:

$$A_N = T \frac{\gamma}{[\beta(1 + \gamma^2) + \epsilon_c \sqrt{1 + \gamma^2}]}, \quad (22)$$

где $T = 2a_1 n \pi c \epsilon_0 \epsilon_c (\beta + 1) S U^2$.

Зависимость (22) также экстремальна в зависимости от параметра γ .

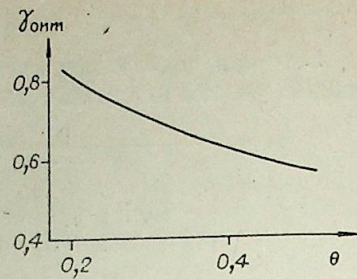
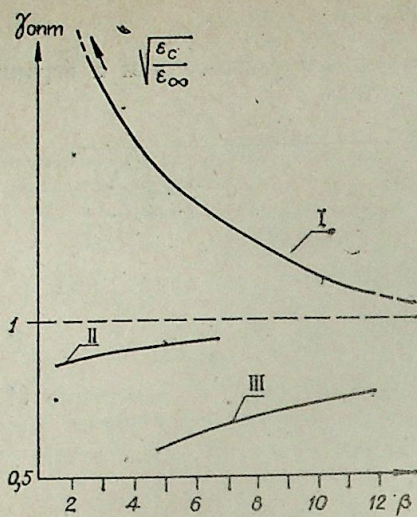


Рис. 3.

Рис. 2.

Операция $\frac{dA_N}{d\gamma} = 0$ позволяет получить бикубическое уравнение вида $\gamma^6 + \gamma_1(\theta - 1) - \gamma^2(\theta - 1) + 1 - \theta = 0$, где введено обозначение $\theta = \epsilon_c^2/\beta^2$.

Зависимость $\gamma_{opt} = f(\theta)$ для единственного вещественного положительного корня представлена на рис. 3, для $\epsilon_c = 2,5$ соответствующая зависимость приведена на рис. 2 (кривая III).

Выше приведены примеры статической энергочастотной оптимизации процесса ВЧ обжига однородного неорганического диэлектрика, позволяющие для ряда важных практических приложений определить оптимальные значения обобщенного параметра процесса $\gamma_{opt} = \omega\tau$. Однако реальная оценка частотного параметра $f = \frac{\omega}{2\pi}$ возможна лишь при мотивированном учете температурных факторов процесса обжига.

Опуская переходные режимы теплопередачи (это допустимо при использовании диэлектрического механизма нагрева) и исходя из монотонности температурных зависимостей основных электрофизических параметров неорганических диэлектриков, являющихся смесью вида $Al_2O_3 \cdot MgO \cdot CaO \cdot SiO_2 \cdot C$, выразим зависимость $\epsilon_c(t^0)$ с помощью ряда Маклорена

$$\epsilon_c(t^0) = \epsilon_c(0) + \frac{1}{1!} \frac{d\epsilon_c(0)}{dt^0} \Delta T^0 + \dots \quad (23)$$

При реальных соотношениях между 2-м и 3-м членами ряда для интересующих нас диэлектриков [9] воспользуемся линейной температурной моделью, т. е. ограничимся двумя членами разложения в (23). Учтем далее, что удельная энергия активации вещества диэлектрика (W) и технологический перепад рабочих температур ΔT^0 таковы, что для практических оценок справедливо допущение

$$\tau = \tau_0 l^{W/k\Delta T^0} \simeq \tau_0 \left(1 + \frac{W}{k\Delta T^0}\right). \quad (24)$$

Здесь τ_0 — минимальное значение времени релаксации, k — постоянная Больцмана.

Аппроксимируя кривую III (см. рис. 2) с погрешностью не более 8–10% зависимостью

$$\gamma \simeq \frac{0,085(10 + \beta)}{\epsilon_c} \quad (25)$$

либо

$$f = \frac{0,085(10 + \beta)}{2\pi\epsilon_c} \quad (26)$$

а также учитывая соотношения (23) и (24), получим

$$f_{\text{раб. опт}} = \frac{0,085(10 + \beta)}{2\pi\tau_0 \left(1 + \frac{W}{k\Delta T^0}\right) \left(\epsilon_c(0) + \frac{d\epsilon_c}{dt^0} \Delta T^0\right)} \quad (27)$$

При $\Delta T^0 \sim 1500^\circ\text{C}$ $\tau_0 = (10^{-9} - 10^{-11})$ с, что достоверно для рассматриваемых диэлектриков [10] и процессов, оптимальный диапазон рабочих частот «греющего» электромагнитного поля определится условием

$$\Delta f_{\text{раб. опт}} \in 5(10 + \beta)(10^6 \div 10^8) \text{ Гц}. \quad (28)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из теоретических положений и конкретных примеров, рассмотренных выше, следует, что обеспечение статических условий реализации оптимального технологического процесса обжига сопряжено с появлением сложных взаимообусловленных связей между строительными параметрами резонатора (a, b, n), нагрузки (a_1, b_1), частотой энергопереносчика (ω) и факторов потерь (δ), которые накладывают жесткие ограничения на условия разработки соответствующих аппаратных комплексов. Однако ряд закономерностей можно проследить.

Например, при сопоставлении соотношений (6) и (16) — случай малых потерь — можно сделать вывод о том, что уже само использование объемного резонансного реактора приводит к снижению оптимального частотного признака γ_{opt} . Рост параметра a_1 (см. рис. 1) при сохранении требований к пространственной однородности электротепловых полей в реакторе вынуждает непропорционально увеличивать строительный размер a , т. е. и параметр β , что приводит к дополнительному снижению параметра γ_{opt} , асимптотически приближая его к единице сверху (см. рис. 2, кривая I).

При конечных и больших потерях в диэлектрике оптимальные значения частотного параметра γ удовлетворяют условию $\gamma_{opt} < 1$ (см. рис. 2, кривые II, III).

Сохранение тенденции к повышению производительности и однородности электротеплового поля (рост параметра β) приводит в этом случае к некоторому росту параметра γ , что удовлетворительно объясняется физическими законами. Действительно, фактор возмущения $0,5(\epsilon - 1)F(a_1/a)$, однозначно связанный с фактором β , определяет не только искажение структур внутриреакторных полей, но и перераспределение потоков СВЧ-энергии в пространствах внутри и вне диэлектрика. Следовательно, фактор β функционально связан с КПД резонансного реактора. При этом надо учитывать, что оптимальность рассматриваемого процесса обеспечивается не только передачей объема V максимальной энергии, но и максимальной однородностью электротеплового поля. Это, очевидно, несомненно с беспредельным снижением параметра γ . Кроме того, подобное снижение γ может сделать реальными так называемые «запредельные» режимы резонансного СВЧ-реактора, т. е. существенно ослабить передачу СВЧ-энергии диэлектрику.

С учетом сказанного, а также принимая во внимание фактор производительности β , спектр радиочастот, рекомендуемых к промышленно-технологическому применению, представляется целесообразным в соответствии с (28) ограничить рабочую частоту электромагнитного поля условием

$$0,4 \text{ ГГц} \leq f_{\text{раб. опт}} \leq 0,95 \text{ ГГц}.$$

Полученные аналитические рекомендации находятся в хорошем соответствии с физическими представлениями, объясняя ряд экспериментальных результатов [11, 12].

Новосибирский
электротехнический институт

Поступила в редакцию
16/VI 1982

1. Окадзак К. Технология керамических диэлектриков. М.: Энергия, 1976.
2. Нейман Д., Моргенштерн О. Теория игр и экономическое поведение. М.: Наука, 1970.
3. Хиппель А. Р. Диэлектрики и их применение. М.: ГЭИ, 1959.
4. Дебай П., Закс Г. Теория электрических свойств молекул. М.—Л.: ГРОТЛ, 1936.
5. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М.: Сов. радио, 1967.
6. Страттон Дж. Теория электромагнетизма. М.—Л.: ГИГТЛ, 1948.
7. Заксон М. Б., Корчемкин Ю. Б. Исследования нормальных волн в прямоугольном волноводе, частично заполненном диэлектриком с произвольными потерями.— В кн.: Антенны. Вып. 21. М.: Связь, 1975.
8. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. М.: ГИФМЛ, 1963.
9. Химическая технология керамики и огнеупоров/Ред. П. П. Будников, Д. Н. Полубояров. М.: Стройиздат, 1972.
10. Мпрдель Г. Электрофизика. М.: Мир, 1972.
11. Долгополов Н. Н. Электрофизические методы в технологии строительных материалов. М.: Стройиздат, 1971.
12. СВЧ-энергетика/Ред. Э. Окресс. М.: Мир, 1971.

Е. М. СМЕРНОВ, С. В. ЮРКИН

**К РАСЧЕТУ ВНУТРЕННИХ ТЕЧЕНИЙ
ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ
С ИСКРИВЛЕННЫМИ ЛИНИЯМИ ТОКА
ОТНОСИТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ**

В приближенных методах решения задач теории быстровращающейся жидкости поток расчленяется на ядро с пренебрежимо малыми величинами составляющих вектора завихренности, перпендикулярных оси вращения, и тонкие сдвиговые слои Экмана на поверхностях, ограничивающих осевую протяженность области течения [1]. Расчет поля основной компоненты скорости в ядре не является, однако, независимой операцией, так как для замыкания задачи необходима информация об относительной величине поперечной (вторичной) скорости, которая, в свою очередь, определяется величиной расхода, переносимого в слое Экмана вторичным течением. Как правило, в качестве замыкающего соотношения даже при рассмотрении нелинейных задач используют простую зависимость, строго справедливую только для линейного слоя Экмана. В работе [2] показано, что сохранение в уравнениях движения слоя нелинейных членов, обусловленных неоднородностью поля основной составляющей внешней скорости, существенно изменяет величину расхода в поперечном направлении. Влияние нелинейных членов, возникающих из-за кривизны линий тока, не изучалось. Ниже рассматривается весьма общая схема внутренних течений вращающейся жидкости с существенной кривизной линий тока относительного движения. Приводятся результаты расчета частного класса решений уравнений для слоя Экмана, показывающие совместное влияние обеих отмеченных причин нелинейности. В качестве примера, дающего возможность сопоставления с экспериментом, излагается решение задачи об определении коэффициента сопротивления криволинейного вращающегося канала.

Рассмотрим осесимметричное движение вязкой несжимаемой жидкости в кольцевой области, которая образована твердыми непроницаемыми поверхностями, вращающимися вокруг оси симметрии с различными в общем случае скоростями (рис. 1). Выберем цилиндрическую систему координат x', y', z' , которая жестко связана с торцевой поверхностью, вращающейся с меньшей угловой скоростью, чем противоположащая. Без потери общности положим, что проекция вектора угловой скорости этой поверхности $\omega = \omega_3$ всегда положительна. Для проекции вектора угловой скорости второй торцевой поверхности введем обозначение ω_1 , а для проекций угловых скоростей внутренней и внешней цилиндрических поверхностей — соответственно $\omega_4 > 0$ и $\omega_2 > 0$. Вследствие ранее принятого $\omega_4/\omega = \theta \gg 1$.

Движение жидкости относительно выбранной системы координат может вызываться как

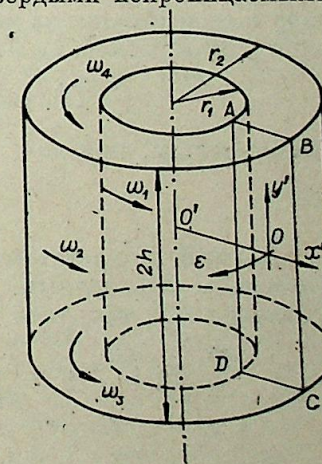


Рис. 1.

разницей в угловых скоростях ограничивающих поверхностей, так и наложением постоянной величины окружной компоненты градиента модифицированного давления

$$\frac{\partial p^*}{\partial \varepsilon} = \text{const}, \quad p^* = D + \frac{p}{\rho} - \frac{\omega^2 r^2}{2}.$$

Здесь D — потенциал внешних массовых сил, r — расстояние до оси вращения. Во втором случае формально требуется ввести вращающуюся вместе с системой координат меридиональную плоскость разрыва величины давления ($ABCD$). В практических приложениях данная ситуация соответствует движению жидкости по криволинейному вращающемуся каналу на достаточном удалении от входного и выходного сечений.

Введем для относительной скорости масштаб U , в качестве масштаба длины примем полувысоту кольца h . Геометрию области течения зададим отношением сторон меридионального сечения $\kappa = (r_2 - r_1)/2h$ и кривизной $\beta^* = (r_2 - r_1)/(r_2 + r_1)$. Будем рассматривать случай малых величин $E = \nu/(\omega h^2)$ при значениях числа Россби $Ro^* = U/\omega(r_2 - r_1)$ порядка единицы. Учитывая, что толщина слоев Экмана на торцевых поверхностях в безразмерном выражении имеет порядок $E^{1/2}$, зададим масштаб функции тока $\Psi = E^{1/2} U r_0 h$, где $r_0 = (r_1 + r_2)/2$. Пусть $x = (x' - r_0)/h$, $y = y'/h$, u, v, w, Φ обозначают соответственно безразмерные координаты, составляющие скорости и функцию тока. Запишем уравнения движения в безразмерных переменных

$$Ro \cdot E \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial y} \cdot \frac{\partial (\Delta \Phi)}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial (\Delta \Phi)}{\partial y} - \frac{\beta}{1 + \beta x} \left[2\Delta \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \right] + \frac{3\beta^2}{(1 + \beta x)^2} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial y} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right\} - 2 Ro \beta (1 + \beta x) w \frac{\partial w}{\partial y} = E^{\frac{3}{2}} \frac{(1 + \beta x)}{2} \left[\Delta \Delta \Phi - 2\beta \frac{\partial (\Delta \Phi)}{\partial x} + \frac{3\beta^2}{1 + \beta x} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \frac{3\beta^2}{(1 + \beta x)^2} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right] - (1 + \beta x)^2 \frac{\partial w}{\partial y}, \quad (1)$$

$$Ro E^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \cdot \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\beta w}{1 + \beta x} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) = \alpha + \frac{E(1 + \beta x)}{2} \left[\Delta w + \frac{\beta}{1 + \beta x} \cdot \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\beta^2 w}{(1 + \beta x)^2} \right] + E^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\alpha = -\frac{1}{2r_0 \omega U} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial \varepsilon} = \text{const}. \quad (3)$$

Здесь для сокращения записи введены $Ro = Ro^* \kappa$, $\beta = \beta^*/\kappa$.

В качестве граничных наложим условия отсутствия скольжения на ограничивающих твердых поверхностях. Разделим область течения на ядро и слои Экмана на торцевых поверхностях. Для участков ядра с характерными размерами по x порядка E^m из уравнения (1) получим

$$\frac{\partial w}{\partial y} [2 Ro \beta (1 + \beta x) w - (1 + \beta x)^2] = 0 (E^{1-3m}).$$

Следовательно, при $m < \frac{1}{3}$

$$\frac{\partial w}{\partial y} \rightarrow 0, \quad E \rightarrow 0. \quad (4)$$

Данный результат известен как теорема Тейлора — Праудмена [1]. Зависимым переменным, относящимся к ядру, присвоим индекс e . Из уравнения (2), сохраняя члены порядка $E^{1/2}$ и используя (4), получим

$$\frac{\partial \Phi_e}{\partial y} \left[Ro \left(\frac{dw_e}{dx} + \frac{\beta}{1 + \beta x} w_e \right) - 1 \right] = \frac{\alpha}{E^{1/2}} + \frac{E^{1/2}}{2} (1 + \beta x) \left[\frac{d^2 w_e}{dx^2} + \frac{\beta}{1 + \beta x} \cdot \frac{dw_e}{dx} - \frac{\beta^2 w_e}{(1 + \beta x)^2} \right]. \quad (5)$$

Малый коэффициент $E^{1/2}$ при старшей производной в (5) обуславливает формирование областей изменения w_e с размерами порядка $E^{1/4}$, что не противоречит принятому ранее условию на величину m . Из (5) следует, что $\alpha = o(E^{-1/2})$, а величина $\frac{\partial \Phi_e}{\partial y}$ есть функция только координаты x . Введем

$$G(x) = \frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = u_e E^{-1/2} (1 + \beta x). \quad (6)$$

Ниже будет показано, что величина $G(x)$ определяется объемами жидкости, переносимыми вторичными токами в слоях Экмана.

Для вывода упрощенных уравнений, описывающих течение в тонком слое на торцевой поверхности, вращающейся со скоростью $\omega = \omega_3$, введем новую координату $\eta = \eta_3 = (1 + y)E^{1/2}$ и новые зависимые величины

$$f = f_3 = \Phi/w_e (1 + \beta x), \quad \varphi = \varphi_3 = w/w_e. \quad (7)$$

Переходя к новым переменным в уравнениях (1), (2) и отбрасывая малые члены, получим систему уравнений:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^4 f}{\partial \eta^4} - \zeta \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} - f \frac{\partial^3 f}{\partial \eta^3} \right) + \sigma \left(f \frac{\partial^3 f}{\partial \eta^3} + \frac{\partial f}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} + 2\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = Ro w_e \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial^3 f}{\partial x \partial \eta^2} - \frac{\partial^3 f}{\partial \eta^3} \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \right); \quad (8)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} - \zeta \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \varphi - f \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right) + \sigma \left(f \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} - \varphi \frac{\partial f}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial f}{\partial \eta} = Ro w_e \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right); \quad (9)$$

$$\zeta = \zeta_3 = Ro \frac{dw_e}{dx}, \quad \sigma = \sigma_3 = Ro w_e \frac{\beta}{1 + \beta x}. \quad (10)$$

Граничные условия к (8), (9) запишем, учитывая, что $u_e = o(E^{1/2})$:

$$\varphi = f = \frac{\partial f}{\partial \eta} = 0, \quad \eta = 0, \quad (11)$$

$$\varphi \rightarrow 1, \quad \frac{\partial f}{\partial \eta} \rightarrow 0, \quad \eta \rightarrow \infty.$$

Заметим, что при $\zeta = \sigma = \text{const}$ ($\beta \rightarrow \infty$) задача (8), (9), (11) сводится к обобщенной задаче Кармана, составлявшей предмет многочисленных исследований [3—6].

Рассмотрим более общий класс решений задачи (8)—(11), для которого только $\zeta = \text{const}$. Проинтегрируем (8) по η от 0 до ∞ с учетом (11), введем $g = \frac{\partial f}{\partial \eta}$ и перейдем от x к σ , полагая последнюю величину за новый аргумент. В результате получим систему уравнений (штрих означает дифференцирование по η):

$$g'' + 2\zeta (fg' - g^2) + 2\sigma (fg' + \varphi^2 - 1) + 2(1 - \varphi) = 2\sigma (\zeta - \sigma) \left(g \frac{\partial g}{\partial \sigma} - g' \frac{\partial f}{\partial \sigma} \right), \quad (12)$$

$$\varphi'' + 2(\zeta + \sigma) (f\varphi' - g\varphi) + 2g = 2\sigma (\zeta - \sigma) \left(g \frac{\partial \varphi}{\partial \sigma} - \varphi' \frac{\partial f}{\partial \sigma} \right). \quad (13)$$

В качестве начальных условий к (12), (13) можно использовать решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений, к которым сводится (12), (13) в особых точках $\sigma = 0$ или $\zeta = \sigma$. В первом случае полученная система будет совпадать с аналогичной, представленной в [2], если положить в обозначениях работы [2] $\alpha = \beta$. Во втором случае — это система уравнений задачи Кармана.

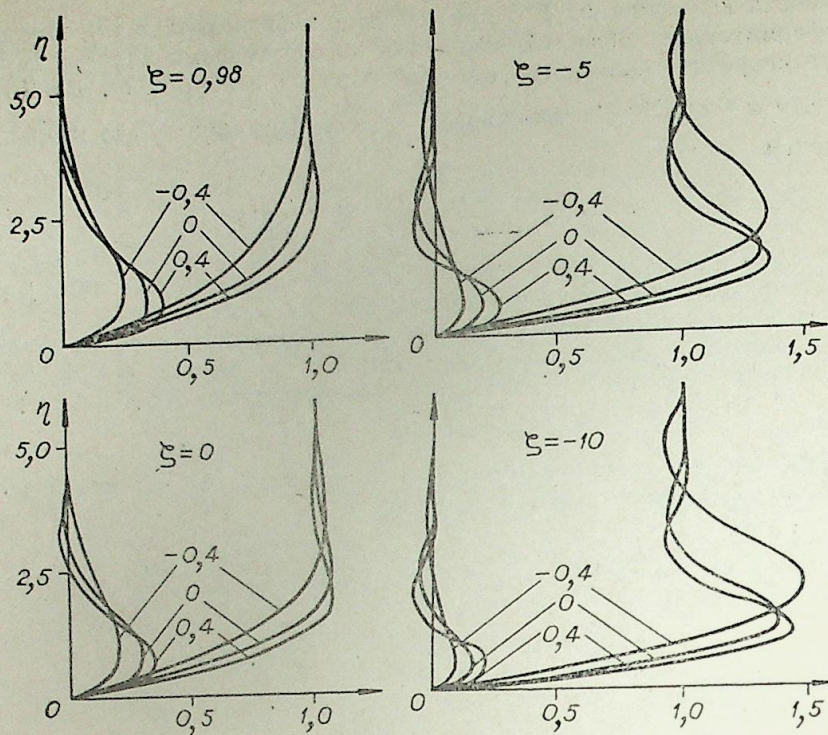


Рис. 2.

Интегрирование задачи (11)–(13) выполнено конечно-разностным методом с использованием неявной схемы второго порядка точности по η и σ . Условия на «бесконечности» задавались при значении $\eta = 6.25$, интервал по η делился на 180 равных промежутков. Начальной точкой по аргументу σ выбиралось $\sigma = 0$.

В результате интегрирования получено двухпараметрическое семейство профилей $\varphi = \varphi_3(\eta, \zeta, \sigma)$, $g = g_3(\eta, \zeta, \sigma)$ и величина $R = F_3 = f(\eta = \infty, \zeta, \sigma)$.

На рис. 2 даны примеры профилей при различных ζ . Цифры, помещающие кривые, соответствуют значениям $-\sigma$. На рис. 3 приведена величина объемного расхода, переносимого в слое Экмана поперечным течением, в зависимости от σ при ζ в качестве параметра. Величина F , существенно меняясь в зависимости от ζ , мало чувствительна к изменению σ в широких пределах. Однако вид профилей и, в частности, величины $\varphi'(0)$, $g'(0)$ сильно зависят от обоих параметров. Интенсивность вторичного течения в слое усиливается, если жидкость в ядре движется в направлении вектора местной скорости точек поверхности в переносном движении ($w_e < 0$, $\sigma < 0$) и ослабевает, если $w_e > 0$, $\sigma > 0$. Вместе с тем в первом случае пограничный слой утоньшается, а во втором разбухает, что и объясняет слабую зависимость $F(\sigma, \zeta = \text{const})$.

При $\sigma = 0$ вычисленные значения F хорошо согласуются с данными [2],

где показано, что при $\zeta > 1$ ($\sigma = 0$) решение соответствующей системы обыкновенных дифференциальных уравнений однозначно не определяется. Известно, что неравенство $\zeta > 1$ совпадает с условием возникновения невязкой неустойчивости во внешнем для слоя сдвиговом течении с прямолинейными линиями тока. Это условие легко получить из критерия Рэлея, записанного в обобщающей предположение автора [7] форме: существует невязкий механизм, усиливающий возмущения, если скалярное произведение векторов угловой скорости и абсолютной завихренности отрицательно. При $\sigma = 0$ в наших обозначениях это утверждение приводит к соотношению

$$\omega \left[2\omega - \frac{d(w_e U)}{dx'} \right] < 0,$$

откуда при использовании безразмерных величин следует условие $\zeta > 1$. Применяя аналогичный подход к случаю внешнего течения с круговыми линиями тока, получим соотношение (Ω_y — эффективная угловая скорость)

$$\Omega_y \left[2\omega - \frac{d(w_e U)}{dx'} - \frac{w_e U}{x'} \right] < 0, \quad \Omega_y = \omega - \frac{w_e U}{x'},$$

и условие невязкой неустойчивости в виде

$$(1 - 2\sigma)(1 - \zeta - \sigma) < 0. \quad (14)$$

На рис. 3 штрихпунктирной линией 1 в области $\sigma < 0,5$ показаны значения F , соответствующие граничным значениям параметра σ , определенным из условия (14). Оказалось, однако, что решение задачи (11)–(13) при $\zeta < 1$ без затруднений можно продолжить в область σ , лежащую за кривой 1.

Заметим далее, что в точках $\zeta = \sigma$, которые встречались на пути интегрирования, найденные значения F с погрешностью, не превышающей 1%, совпадали с данными [3, 4], показанными штриховой линией 2. Видно, что на кривых $\zeta = \text{const}$ значения F в двух особых точках системы (12), (13) плавно сопрягаются промежуточными значениями F . Таким образом, рассматриваемый класс решений является своего рода «переходным мостиком» между известными классами автомодельных решений.

В работах [4–6] показано, что в окрестности $\sigma = 0,5$ имеется несколько (возможно, бесконечное число) точек ветвления автомодельного решения класса $\zeta = \sigma = \text{const}$. На рис. 3 проведены только две ветви (по данным [4]). Видно (кривая $\zeta = 0$), что поведение рассматриваемого неавтомодельного класса решений в окрестности $\sigma = 0,5$ в общих чертах сходно с поведением решений автомодельного класса. По этой причине выделение нужной ветви было затруднительным и в основном расчеты велись до значения $\sigma = 0,4$.

Очевидно, что аналогичным образом можно рассмотреть характеристики слоя Экмана на второй торцевой поверхности. Нет необходимости проводить это в деталях, достаточно указать, что полученные для первого слоя результаты можно использовать и для второго, если под величинами η , φ , f , ζ , σ подразумевать соответствующие переменные и параметры, определенные соотношениями:

$$\eta_4 = (1 - y)h(|\omega_4/\nu|)^{1/2} = (1 - y)/(E/\theta)^{1/2},$$

$$\varphi_4 = \frac{w}{w_e + (\omega_4 - \omega)x'/U}, \quad f_4 = \frac{\Phi\theta^{1/2}}{[w_e + (\omega_4 - \omega)x'/U](1 + \beta x)}, \quad (15)$$

$$\zeta_4 = \theta^{-1} \left[\zeta + \frac{(\omega_4 - \omega)}{2\omega} \right], \quad \sigma_4 = \theta^{-1} \left[\sigma + \frac{(\omega_4 - \omega)}{2\omega} \right].$$

Перейдем к определению величины $\frac{\partial \Phi_e}{\partial y}$ в уравнении (5). Из условия непроницаемости цилиндрических поверхностей следует

$$\int_{-1}^1 u(x, y) dy = 0.$$

Расчленим интеграл, выделяя ядро и пристенные слои

$$\int_{y_3}^{y_4} u_e(x) dy + \int_{-1}^{y_3} u(x, y) dy + \int_{y_4}^1 u(x, y) dy = 0. \quad (16)$$

Здесь $y_3^* = -1 + O(E^{1/2})$, $y_4^* = 1 - O(E^{1/2})$. В результате перехода в двух последних интегралах (16) к координатам η_3 , η_4 и использования (7), (15) получим при $E \rightarrow 0$

$$\int_{-1}^1 \frac{G(x)}{1 + \beta x} dy + \int_0^\infty w_e \frac{df_3}{d\eta_3} d\eta_3 + \theta^{-1/2} \int_0^\infty [w_e + (\omega_4 - \omega) x' / U] \frac{df_4}{d\eta_4} d\eta_4 = 0,$$

откуда следует

$$\frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = G(x) = -\frac{1 + \beta x}{2} \{w_e F_3(x) + \theta^{1/2} [w_e + (\omega_4 - \omega) x' / U] F_4(x)\}. \quad (17)$$

Если предположить, что характеристики слоев Экмана, входящие в (17) через величины F_3 , F_4 , достаточно хорошо описываются найденными двухпараметрическими семействами при локальных (в сечении $x = \text{const}$) значениях ζ и σ , то (5) в совокупности с (17) и данными рис. 3 составляет замкнутую систему соотношений для определения $w_e(x)$.

Следующее допущение, примененное ранее в [8, 9], заключается в распространении (5) вплоть до цилиндрических поверхностей, на которых ставятся условия прилипания

$$w_e(x = \kappa) = w_e(x = -\kappa) = 0. \quad (18)$$

Данное допущение приводит к тому, что величина скорости $v_e = -E^{1/2} \frac{\partial \Phi / \partial x}{1 + \beta x}$ не равняется нулю на поверхностях $x = \pm \kappa$. Последнее, очевидно, связано с учетом нарушений условий (4) в областях, характерный размер которых по x порядка E^m при $m \geq \frac{1}{3}$. Однако в силу малости v_e и отсутствия составляющей силы Кориолиса, обусловленной этой компонентой скорости, принятое допущение не оказывает заметного влияния на поле w_e . Заметим, что для линейной задачи ($Ro \ll 1$) указанный недостаток устраняется введением слоя с толщиной порядка $E^{1/3}$ [4, 10].

В качестве примера приложения предлагаемого метода учета эффектов кривизны линий тока рассмотрим задачу об определении величины коэффициента сопротивления криволинейного вращающегося канала. В этом случае $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega$. За масштаб U выберем среднерасходную скорость w_m и, пренебрегая вытесняющим действием слоев Экмана, запишем условие постоянства расхода

$$\int_{-\kappa}^{\kappa} w_e(x) dx = 2, \quad (19)$$

служащее для определения величины α .

Решение задачи (5), (17)–(19) выполнено численно с применением конечно-разностной аппроксимации второго порядка точности на равномерной сетке с шагом $\kappa/50$. Для сечений $x = \text{const}$, в которых параметр ζ принимал значение, большее, чем 0,98, величине F присваивалось значение $F(\zeta = 0,98, \sigma)$.

Коэффициент сопротивления канала определим формулой

$$\lambda_\omega = 4\alpha h / w_m^2.$$

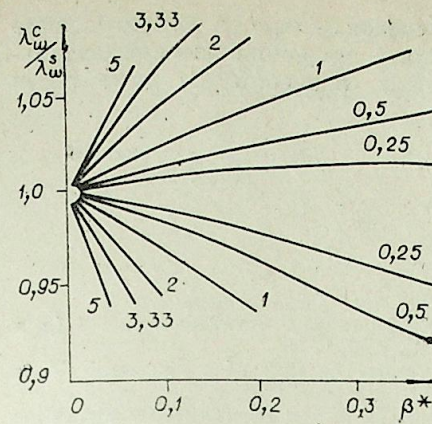


Рис. 4.

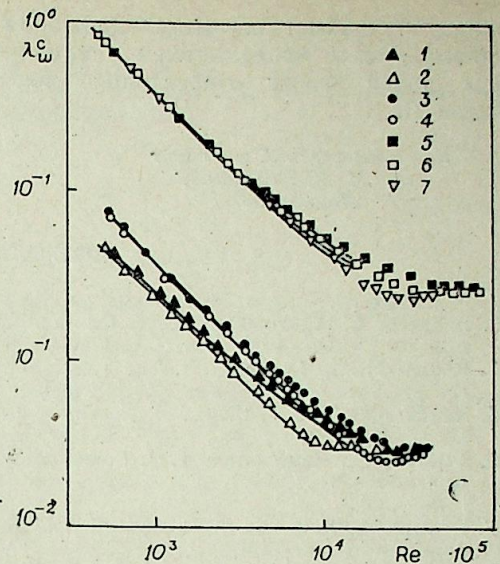


Рис. 5.

Верхними индексами s и c пометим соответственно случаи прямолинейного и криволинейного каналов.

Результаты систематических расчетов показали, что в широком диапазоне параметров Ro^* , β^* отношение $\lambda_\omega^c / \lambda_\omega^s$ практически не зависит от E , если $E \leq 10^{-2}$. На рис. 4 показана зависимость отношения $\lambda_\omega^c / \lambda_\omega^s$ от β^* , полученная для канала квадратного поперечного сечения ($\kappa = 1$). Параметром семейства кривых является число Россби Ro^* (цифры у кривых). Значениям $\lambda_\omega^c / \lambda_\omega^s > 1$ соответствует случай с одинаковым направлением переносного и основного относительного движений ($w_e < 0$), значениями $\lambda_\omega^c / \lambda_\omega^s < 1$ — обратная ситуация ($w_e > 0$).

На рис. 5 приведены экспериментальные данные по коэффициенту сопротивления канала квадратного сечения: 1 — $E^{-1} = 450$, $w_e < 0$; 2 — $E^{-1} = 450$, $w_e > 0$; 3 — $E^{-1} = 1330$, $w_e < 0$; 4 — $E^{-1} = 1330$, $w_e > 0$; $\beta^* = 0,0883$ — данные [8]; 5 — $\beta^* = 0,0497$, $w_e < 0$; 6 — $\beta^* = 0,0497$, $w_e > 0$; 7 — $\beta^* = 0,1046$, $w_e > 0$; $E^{-1} = 1850$ — данные [11].

Для представленных на рис. 5 режимов проведены расчеты по изложенной методике (сплошные кривые). Видно хорошее согласование расчетных данных и результатов измерений в широком диапазоне изменения определяющих критериев. Здесь необходимо отметить, что в большей части просчитанных вариантов значения ζ в области течения в канале, прилегающей к стороне повышенного давления, превышали значения, определяемые условием невязкой неустойчивости (14).

Более того, визуальные наблюдения, проведенные авторами на экспериментальной установке [12] с использованием канала $\kappa = 1$, $\beta^* = 0,0476$, показали, что основное ламинарное течение теряло устойчивость у стороны повышенного давления уже при значениях $Re = 2w_m h / \nu \approx 200$, а при $Re > 500$ переходило в существенно нестационарное. Как видно из рис. 5, методика расчета, не учитывающая этих явлений, обеспечивает получение результатов, весьма близких к закономерным и при значениях Re , существенно превышающих 500. Объяснение этого факта следует искать, во-первых, в относительно небольших размерах области неустойчивости (профиль w_e за счет вторичных течений сильно смещен к стороне повышенного давления) и, во-вторых, в определяющем вкладе слоев Экмана в сопротивление быстровращающегося канала, течение в которых в силу малой толщины слоев сохраняет устойчивость при существенно больших значениях Re , чем указанные выше [4]. При этом возмущения, приходящие из ядра потока, в целом не разрушая ламинарный характер течения в слоях, естественно вносят дополнительный

вклад в перенос количества движения (следовательно, в сопротивление канала), что и проявляется в усиливающемся смещении экспериментальных точек вверх относительно расчетных значений по мере роста числа Re .

Политехнический институт
им. М. И. Калинина,
Ленинград

Поступила в редакцию
16/XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
2. Bennetts D. A., Hocking L. M. On nonlinear Ekman and Stewartson layers in a rotating fluids.— Proc. Roy. Soc., London, ser. A., 1973, v. 333.
3. Rogers M. G., Lance G. N. The rotationally symmetric flow of a viscous fluid in the presence of an infinite rotating disk.— J. Fluid Mech., 1960, v. 7.
4. Zandbergen P. J., Dijkstra D. Non-unique solutions of the Navier-Stokes equations for the Karman swirling flow.— J. Eng. Math., 1977, v. 11.
5. Dijkstra D., Zandbergen P. J. Some further investigations on non-unique solutions of the Navier — Stokes equations for the Karman swirling flow.— Arch. Mech., 1978, v. 30.
6. Lentini M., Keller H. B. Computation of Karman swirling flows.— Lecture Notes in Computer Science, 1979, v. 76.
7. Coles D. Transition in circular Couette flow.— J. Fluid Mech., 1965, v. 24.
8. Ludwig H. Die ausgebildete Kanalströmung in einem rotierenden System.— Ing. Arch., 1951, Bd 19.
9. Овчинников О. Н. О гидравлическом сопротивлении вращающегося радиального канала.— Изв. АН СССР. ЭТ, 1980, № 1.
10. Смирнов Е. М. Асимптотические формулы сопротивления быстровращающихся радиальных каналов прямоугольного поперечного сечения.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 6.
11. Piesche M., Felsch K.—O. Experimental investigation of pressure loss in rotating curved rectangular channels.— Arch. Mech., 1980, v. 32.
12. Смирнов Е. М., Юркин С. В. Экспериментальный стенд для наблюдения за потоком воды во вращающемся канале.— Информ. листок ЛЦИТИ, 1980, № 1173-80.

А. В. ДОВГАЛЬ, В. В. КОЗЛОВ

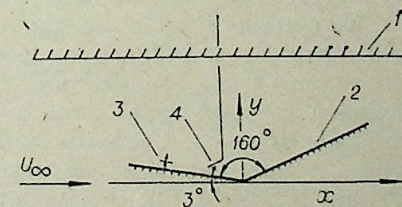
УСТОЙЧИВОСТЬ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ В ДВУГРАННОМ УГЛЕ

Отрыв дозвукового ламинарного потока зачастую сопровождается переходом к турбулентности в оторвавшемся течении и последующим присоединением турбулентного потока. В результате образуется область циркуляции между точками ламинарного отрыва и турбулентного присоединения. Известно, что положение перехода к турбулентности в области отрыва, непосредственно связанное со свойствами пульсаций в переходной области, сильно сказывается на интегральных характеристиках обтекания [1]. В [2, 3] было продемонстрировано существенное влияние возмущений малых амплитуд на структуру отрывных течений. Указанные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что достоверное моделирование таких течений (ламинарный отрыв — турбулентное присоединение) невозможно без рассмотрения свойств возмущений, развивающихся в области отрыва, которые, в свою очередь, при малых амплитудах пульсаций определяются устойчивостью сдвигового течения. До настоящего времени было проведено экспериментальное исследование устойчивости течения, возникающего при отрыве потока от излома поверхности [3]. Другие результаты — ни теоретические, ни экспериментальные, посвященные вопросам устойчивости отрывных течений, авторам не известны.

Цель данной работы заключалась в экспериментальном исследовании развития малых колебаний в отрывном течении, возникающем при обтекании двугранного угла, и их роли в формировании структуры течения. Работа выполнялась на малотурбулентной аэродинамической трубе дозвуковых скоростей Т-324 ИТПМ СО АН СССР. Экспериментальная схема приведена на рис. 1. В рабочей части установки располагалась модель, представляющая собой две состыкованные пластины из полированного оргстекла, образующие двугранный угол с раствором 160° , ребро которого было перпендикулярно вектору скорости набегающего потока. Передняя пластина длиной 300 мм устанавливалась под углом атаки 3° . При таком положении модели и скорости набегающего потока $U_\infty = 6,2$ м/с, при которой проводились измерения, в окрестности вершины угла возникла область циркуляции между точками ламинарного отрыва и турбулентного присоединения. Координата x отсчитывалась вдоль вектора скорости набегающего потока от вершины угла, координата y — в перпендикулярном направлении от поверхности модели.

Вихревые колебания малой амплитуды в отрывном течении возбуждались искусственно. Для этого применялась методика вибрирующей

Рис. 1. Схема эксперимента.
1 — рабочая часть Т-324; 2 — модель;
3 — вибрирующая лента; 4 — датчик термоанемометра.



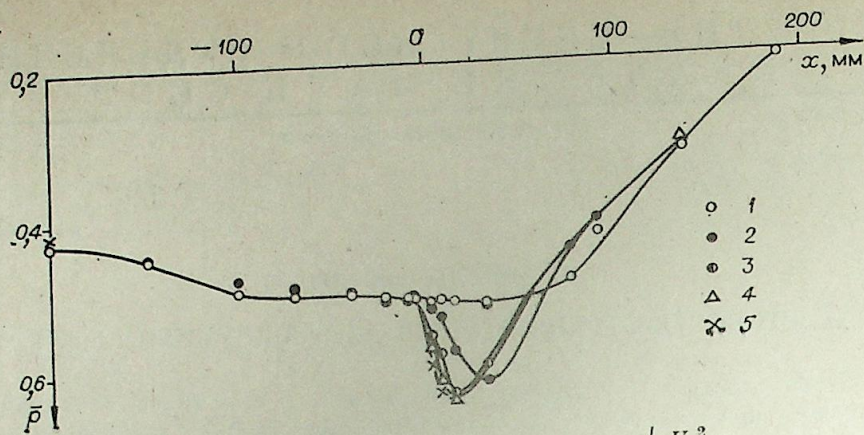


Рис. 2. Распределение давления $\bar{p} = \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho U_\infty^2}{2}}$.

1 — без возбуждения; 2 — с возбуждением; $u_{x=-50\text{мм}} = 0,34\%$; 3 — 0,73%; 4 — 1,34%; 5 — 2,34%.

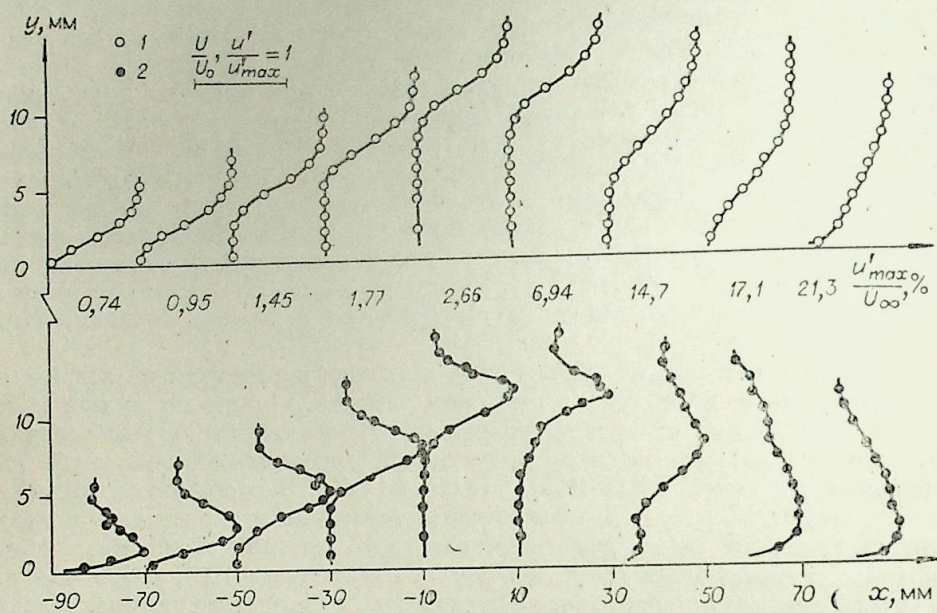


Рис. 3. Структура течения в области отрыва без возбуждения.

1 — распределение средней скорости; 2 — распределение интегральной по спектру амплитуды возмущений.

ленты [4]. Металлическая лента натягивалась параллельно поверхности пластины в пограничном слое на расстоянии 70 мм от передней кромки модели. При пропускании через ленту синусоидального электрического тока от генератора ГЗ-34 она вибрировала в магнитном поле, возбуждая в течении двумерные монохроматические вихревые волны заданной частоты с регулируемой амплитудой.

Характеристики возбужденных колебаний и среднего течения в области отрыва изучались с помощью комплекса термоанемометрической аппаратуры типа 55 DOO DISA. Однониточный датчик термоанеометра вводился в поток через окно в стене рабочей части и мог перемещаться в плоскости $x-y$. Свойства возмущений фиксированных частот исследовались с применением частотного анализатора типа FAT-1 Rohde und Schwarz в поле 4 Гц. В измерениях фазовых характеристик возмущений использовался двухлучевой осциллограф С1-18. На поверхности модели располагались дренажные отверстия, предназначенные для измерения распределения давления.

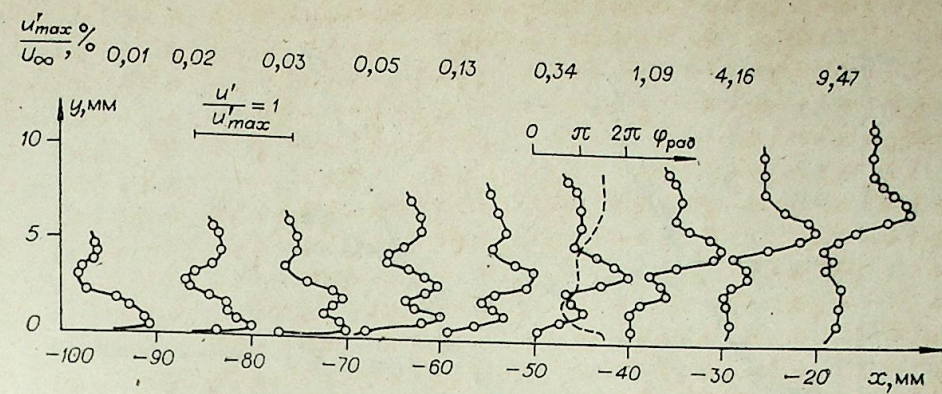


Рис. 4. Профили возмущения, $f = 76,9$ Гц.

Структура отрывного течения, возникающего в двугранном угле, показана на рис. 2 и 3. Измерения проводились, когда вибрирующая лента отсутствовала, так как она, даже не совершая вынужденных вибраций, вносит возмущения, которые изменяют структуру циркуляционного течения. По виду распределения давления (рис. 2, точки 1) можно заключить, что отрыв возникает под действием неблагоприятного градиента давления вблизи $x = -70$ мм, где давление выходит на постоянный уровень. На рис. 3 приведены профили средней скорости, где U_0 — местная скорость внешнего потока, и распределение интегральной по спектру интенсивности вихревых возмущений в области отрыва. Профиль средней скорости также приобретает отрывной вид в сечении $x = -70$ мм. Повторное присоединение оторвавшегося течения происходит вблизи $x = 70$ мм (профиль средней скорости наполняется и соответствует течению в турбулентном пограничном слое). Переход к турбулентности в зоне отрыва происходит вследствие нарастания возмущений, развивающихся в слое смещения на внешней границе области циркуляции: положение максимума в распределении интенсивности возмущений поперек слоя совпадает с положением перегиба в профиле средней скорости.

Характеристики устойчивости течения исследовались для нескольких частот возбуждения. Профили возмущения одной из частот приведены на рис. 4. В первом сечении $x = -100$ мм профиль волны имеет характерный вид для волны Толлмина — Шлихтинга пограничного слоя. При $x = -80$ мм в распределении амплитуды пульсаций появляется третий максимум, свойственный монохроматическим вихревым колебаниям, развивающимся в отрывном течении [3, 5]. Средний максимум расположен вблизи границы отрывного течения, а нижний — внутри области циркуляции.

В сечении $x = -50$ мм штриховой линией отмечено распределение фазы в волне поперек области отрыва. Приведенный профиль фазы колебаний сохраняется постоянным в области отрыва при перемещении вдоль потока. В [6] при термоанемометрических исследованиях отрыва потока за уступом в области перехода к турбулентности были зафиксированы три максимума в профилях возмущений. Авторы отмечают, что средний максимум расположен в слое смещения, а нижний — в возвратном течении. По виду профилей средней скорости и из уменьшения амплитуды колебаний в нижнем максимуме в направлении возвратного течения они заключили, что в возвратном течении происходит ламинаризация. Однако эти результаты были получены для естественных возмущений, и отсутствие фазовой информации не позволяет сделать вывод о том, распространялись ли возмущения в направлении возвратного течения. В нашем случае, как показали фазовые измерения, возмущение сносится вниз по потоку как одно целое; возмущение в возвратном течении вызвано волной, развивающейся на границе области циркуляции, и распространяется вместе с ней. Фазовые скорости распространения ко-

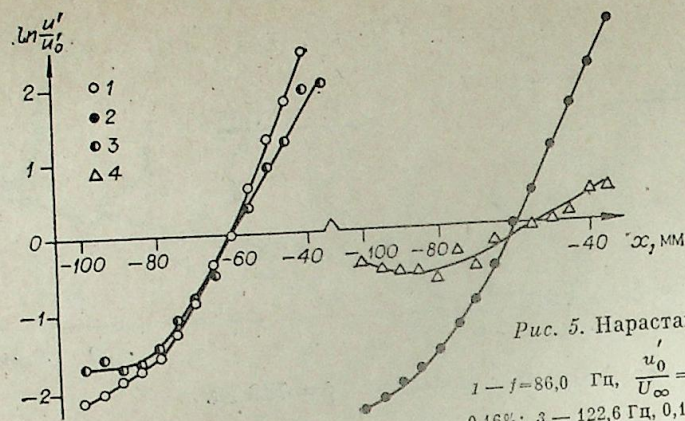


Рис. 5. Нарастание возмущений.
 1 — $f=86,0$ Гц, $\frac{u_0}{U_\infty} = 0,13\%$; 2 — $96,0$ Гц, $0,16\%$; 3 — $122,6$ Гц, $0,14\%$; 4 — $155,0$ Гц, $0,14\%$.

лебаний, измеренные для нескольких частот возбуждения, составили $0,29 \div 0,34$ от скорости набегающего потока.

Кривые пространственного нарастания возмущений изображены на рис. 5. В области отрыва кривые нарастания строились по значениям амплитуд колебаний в среднем максимуме. Возмущения приведенных частот нарастают в предотрывном пограничном слое и в отрывном течения. Скорости нарастания в пограничном слое и в области отрыва несколько отличаются. Вблизи $x = -80$ мм в кривых нарастания заметен излом, после которого скорости нарастания возмущений увеличиваются. Это, очевидно, объясняется различной устойчивостью течения в пограничном слое (при $x < -80$ мм) и слоя смещения на внешней границе зоны циркуляции (при $x > -80$ мм).

Для фиксированных частот возбуждения сравнивались кривые нарастания возмущения при различных начальных амплитудах колебаний. Оказалось, что при малой (меньше $1 \div 2\%$ от U_∞) интенсивности возмущений кривые нарастания совпадают. Это позволило оперировать коэффициентами пространственного нарастания $-\alpha_i$. Определенные в сечении $x = -50$ мм по наклону кривых нарастания эти коэффициенты определяют диапазон неустойчивости отрывного течения по частоте возмущений, изображенный на рис. 6.

Обнаруженное в работах [2, 3] сильное влияние малых возмущений на структуру ламинарного течения наблюдалось и в настоящих экспериментах. Перестройка среднего течения, происходившая при возбуждении колебаний, исследовалась для возмущения с частотой $76,9$ Гц. На рис. 7 приведены профили средней скорости с возбуждением и в отсутствие вибрирующей ленты. В области отрыва среднее течение заметно искажается; деформация распределений средней скорости заметно искажается; деформация распределений средней скорости происходит при малых местных амплитудах возмущений (профили волны и величины ее амплитуды приведены на рис. 4). Сравнение профилей средней скорости показывает, что уменьшается толщина отрывной зоны. Кроме того, область отрыва сокращается за счет перемещения точки турбулентного присоединения вверх по потоку. Профиль средней скорости в сечении $x = 10$ мм при возбуждении близок к профилю турбулентного пограничного слоя, а судя по распределению давления (рис. 2, точки 2) присоединение потока происходит в районе $x = 10 \div 30$ мм. При дальнейшем увеличении амплитуды колебаний происходит еще большее сокращение области отрыва. Уменьшаются ее протяженность по потоку из-за более раннего присоединения турбулентного слоя (точки 3—5 на рис. 2) и поперечный размер (деформация профилей средней скорости возрастает с ростом амплитуды возмущения).

В работе [3] для объяснения независимости скоростей нарастания возмущений малых амплитуд от их интенсивности и, соответственно, от формы профиля средней скорости было сделано предположение, согласно

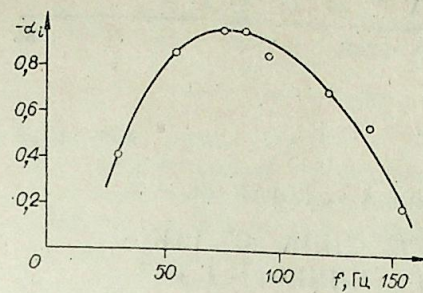


Рис. 6. Диапазон неустойчивости.

$$-\alpha_i = \frac{d \ln u' / u_0}{dx}, \quad \bar{x} = x / \delta, \\ \delta = 8 \text{ мм} (U_{x=\delta} = 0,98 U_0).$$

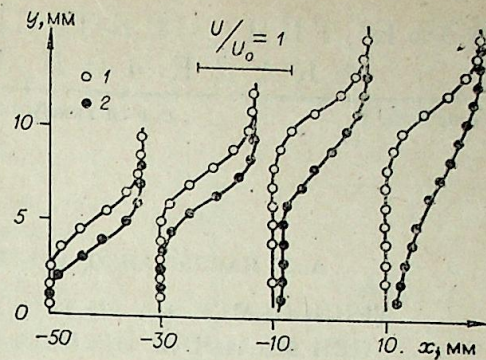


Рис. 7. Влияние возмущений на структуру течения.
 1 — без возбуждения; 2 — с возбуждением, $f=76,9$ Гц.

которому устойчивость отрывного течения в целом определяется устойчивостью слоя смещения на границе циркуляционного течения. Такая точка зрения кажется справедливой и для отрывного течения, рассмотренного в настоящей работе. За переход к турбулентности в области отрыва ответственны волны неустойчивости, развивающиеся в слое сдвига на границе с оторвавшимся потоком.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
1/VII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. K. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis of the effect of transition. NACA Rep., 1958, 1356.
2. Довгаль А. В., Козлов В. В., Косорыгин В. С., Рамазанов М. П. Влияние возмущений на структуру течения в области отрыва. — ДАН СССР, 1981, т. 258, № 1.
3. Довгаль А. В., Козлов В. В. Устойчивость отрывного течения при обтекании поверхности с точкой излома. — ДАН СССР, 1983, т. 270, № 6.
4. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Экспериментальное исследование влияния охлаждения на устойчивость ламинарного пограничного слоя. — Изв. СО АН СССР, 1974, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
5. Рамазанов М. П., Тарарькин О. И. Экспериментальное исследование развития возмущений на входе в плоский канал. — В кн.: Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982.
6. Синха С. П., Гупта А. К., Оберай М. М. Ламинарное отрывное обтекание уступов и каверн. Ч. 1. Течение за уступом. — Ракет. техн. и косм., 1981, № 12, т. 19.

А. М. ПАВЛЮЧЕНКО, А. А. ТЮТИН, А. В. КОРАБЛЕВ

ТЕПЛООБМЕН НА МЕТЕОРАКЕТЕ ТИПА «ОБЛАКО»
ПРИ НАЛИЧИИ ОТРЫВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

ВВЕДЕНИЕ

Отрыв потока — одно из сложных явлений в современной аэродинамике, влияющее на такие аэрофизические характеристики тел, как сопротивление, тепловое состояние, подъемная сила и т. д. [1, 2]. Отрыв ламинарного, переходного и турбулентного пограничных слоев широко исследовался как теоретически [1, 3—6], так и в аэродинамических трубах [1, 7—10]. Эта проблема практически не изучалась в летном эксперименте. Можно отметить летные данные по теплообмену при наличии отрыва перед ступенькой на осесимметричном теле в свободном полете на высоте 14 км для чисел $M_\infty \leq 8,6$ [11].

В области отрыва пограничных слоев наиболее полно исследована динамическая картина течения. При этом особую сложность представляет изучение отрыва переходного и турбулентного сжимаемых пограничных слоев. Переход пограничного слоя является процессом неустановившимся, и течение в области между переходом и точкой присоединения также неустановившееся [1]. Отрыв турбулентного пограничного слоя может иметь перемежающийся характер со случайным возникновением и исчезновением «пятен» отрыва, а может быть установленным, соответствующим условию $\frac{\partial U}{\partial y}|_w = 0$; $\tau_w = 0$ (здесь U — скорость потока; τ_w — напряжение трения на стенке; y — вертикальная координата; индекс w относится к условиям на стенке) [12]. На рис. 1, а для примера приведена схема, характеризующая принципиальные газодинамические особенности отрыва сверхзвукового турбулентного пограничного слоя перед ступенькой [9], а на рис. 1, б представлено соответствующее распределение статического давления на поверхности.

Область отрыва для двумерного течения является замкнутой областью циркуляционного течения [1]. В области присоединения пограничного слоя к обтекаемой стенке подходит разделяющая поверхность тока, и течение в этой зоне сходно со струей, истекающей на преграду.

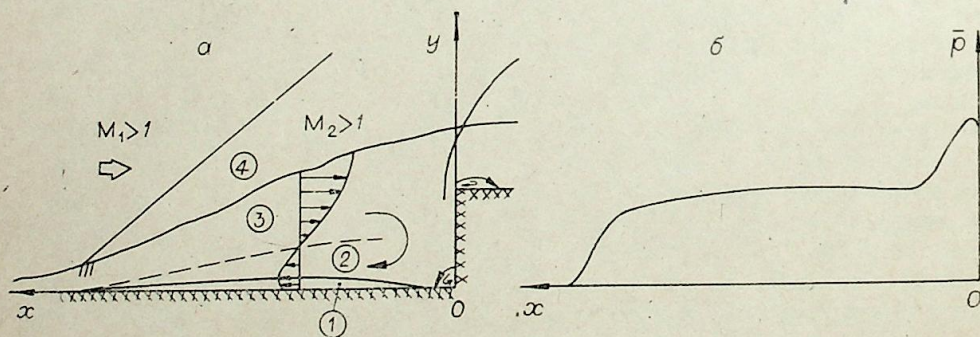
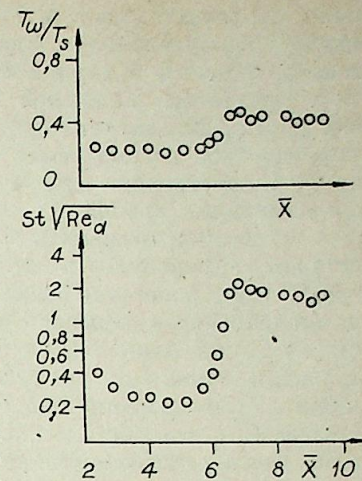


Рис. 1. Физическая картина течения при отрыве сверхзвукового пограничного слоя перед ступенькой [9] (а) и изменение статического давления \bar{p} на поверхности по длине отрывной области (б).

1 — пристенный пограничный слой; 2 — слой смещения (внутренний); 3 — слой смещения (внешний); 4 — внешнее сверхзвуковое течение.

Рис. 2. Распределение температуры стенки и числа Стэйтона в отрывной области на осесимметричном теле для угла сжатия $\theta = 10^\circ$ при $M_\infty = 4,98$ [16]; T_s — температура стенки в точке отрыва; Re_d — число Рейнольдса по диаметру тела; \bar{X} — длина тела.



Тепловой поток к стенке в области отрывного течения существенно выше, чем вверх по потоку до начала области свободного взаимодействия [1]. До настоящего времени нет полного представления о тепловых процессах, протекающих от начала отрыва пограничного слоя до присоединения его. В опытах [13] установлено существование двух пиков теплового потока: а) в окрестности точки отрыва; б) в области присоединения. В более ранних экспериментах [14, 15] также были определены коэффициенты теплоотдачи в зонах отрыва и присоединения сверхзвукового турбулентного пограничного слоя. Из [15] следует, что при $M_\infty = 1,8$ отрыв перед уступом слабо влияет на теплопередачу. В [16] измерены тепловые потоки на осесимметричном теле с углом сжатия при $M_\infty = 4,98$. Максимумы теплового потока q_w обнаружены в точках присоединения переходного пограничного слоя, а вблизи точки отрыва наблюдался минимум q_w (рис. 2). Для ламинарного же пограничного слоя в отрывной области не был зафиксирован пик теплового потока в зоне присоединения. В [17] получены опытные данные по взаимодействию скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем при $M_\infty = 6,0$ на осесимметричном теле при наличии целевого вдува газа и при его отсутствии. Показано, что относительные значения статического давления и теплового потока на стенке связаны соотношением $q_w \sim P_w^n$, где $0,725 \leq n \leq 0,815$. Из [17] видно, что в точке отрыва турбулентного пограничного слоя имеет место значительное повышение теплового потока и многократное его увеличение в точке присоединения. В опытах [18] число Стэйтона в точке отрыва при $M_\infty = 2,51$ в условиях взаимодействия косога скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем практически не отличалось от случая обтекания без скачка, а в точке присоединения число Стэйтона возросло в 2,5 раза. В имеющихся опытах недостаточно исследовано совместное влияние чисел Маха, Рейнольдса и фактора неизотермичности на координату точки отрыва для ламинарного, переходного и турбулентного сжимаемых пограничных слоев, хотя известно, что протяженность области отрыва при ламинарном и переходном режимах уменьшается с увеличением интенсивности охлаждения стенки, а при нагревании стенки длина зоны отрыва возрастает [1]. Воздействие теплообмена на поле течения в условиях сверхзвукового отрыва приводит в общем случае к изменению характеристик в срывной зоне.

Таким образом, при исследовании сверхзвуковых отрывных течений необходимо изучать как динамическую картину течения, так и тепловую, их особенности и взаимное влияние.

ПОСТАНОВКА ЛЕТНОГО ТЕПЛООВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА
НА МЕТЕОРАКЕТЕ ТИПА «ОБЛАКО»
В УСЛОВИЯХ ОТРЫВА ПРИСТЕННОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

При исследовании сверхзвуковых отрывных течений, формирующихся перед ступеньками, углами сжатия и т. д., возникают трудности, обусловленные как сложностью теоретического рассмотрения проблемы [1—6], так и различными ограничениями современных сверхзвуковых аэродинамических труб [19—21]. Представленные, например в [5, 6], результаты численных расчетов на ЭВМ турбулентных отрывных те-

чений позволили сделать вывод о влиянии на решение рассмотренных моделей турбулентности. Слабо теоретически исследованы отрывные сжимаемые течения в случае переходного режима течения в пограничном слое. Отсутствие надежной теории перехода в сверхзвуковых пограничных слоях [20], нестационарный характер перехода и отрыва осложняют теоретическое рассмотрение отрыва пограничного слоя в переходном режиме. Существенное значение имеет и то, что в области отрыва характер изменения трения на стенке и теплового потока различный, что не дает основания применить аналогию Рейнольдса [1]. Это, в свою очередь, снижает эффективность использования интегральных методов расчета. Кроме того, экспериментально показано [1], что в области свободного взаимодействия в отрывной зоне характер изменения статического давления на стенке одинаков для ступеньки, угла сжатия и уступа в широком диапазоне изменения чисел Маха. В то же время нет данных, подтверждающих существование такой концепции для тепловой картины в области отрыва. Все эти обстоятельства указывают на необходимость не только совместного исследования динамической и тепловой задач при сверхзвуковом отрыве, но и более детального изучения тепловых процессов в условиях отрыва.

Известно, что современные сверхзвуковые аэродинамические трубы не позволяют получить объективные данные по переходу в пограничном слое. В [22] показано, что числа Рейнольдса перехода для острых конусов в летных условиях могут в несколько раз превосходить числа Рейнольдса перехода, полученные в трубах. Эта проблема неизбежно накладывает на изучение в аэродинамических трубах отрыва сжимаемого пограничного слоя в переходном режиме, что не позволяет переносить соответствующие результаты испытаний в трубах на условия полета тел. Кроме того, в работе [23] показано, что летные данные по теплообмену могут существенно превышать данные, полученные в трубах, для турбулентного режима обтекания. Задача по изучению отрывных течений осложняется тем, что в реальных условиях полета на отрывные течения одновременно влияют числа Маха, Рейнольдса, температурный фактор, шероховатость и т. д. Таким образом, возникает необходимость постановки исследований отрывных течений в летных условиях наряду с традиционными испытаниями в трубах и теоретическими методами.

В [24, 25] обсуждены вопросы создания спасаемых летных научно-исследовательских объектов на основе метеорокетов типа М100 [26] и «Облако» [27] для проведения аэрофизических экспериментов. Достаточно высокая информативность и эффективность летных экспериментов для решения различных аэрофизических задач показана в работах [11, 25, 28, 29]. При этом благоприятными характеристиками по числам Рейнольдса и Маха обладают метеорокеты типа М100 и «Облако», головные части которых оснащены бортовой аппаратурой и спасаются на парашютах [25]. В [30, 31] проведено сравнение расчетных и летных значений температуры обтекаемых осесимметричных тел при отсутствии отрыва в условиях сжимаемых ламинарного, переходного и турбулентного пограничных слоев и получено хорошее согласование результатов расчетов на ЭВМ и летных данных. В [25, 30] показана информативность летных измерений температуры поверхности метеорокета типа «Облако» для определения зон ламинарного и переходного режимов течения в пристеночном пограничном слое, для проверки модели турбулентности, основанной на теории пятен Эммонса, для расчета конвективного теплового потока. При этом выполняется условие квазистационарности теплообмена при движении «Облака» по траектории. В связи с актуальностью задач изучения тепловых эффектов в сверхзвуковых отрывных течениях и отработанной системой тепловых измерений на летном объекте на основе «Облака» [25] в настоящей работе ставится задача получения летных данных по тепловому состоянию головной части «Облака» при наличии отрыва, возникающего на обтекаемой поверхности перед ступенькой, в условиях формирования ламинарного и переходного режимов течения в пограничном слое.

Рис. 3. Схема сверхзвуковой метеорокеты типа «Облако» с кольцевой ступенькой на головной части.
1 — головная часть длиной 0,772 м; 2 — кольцевая ступенька; 3 — двигатель; 4 — парашютный отсек. 1 т. — $X=0,221$ м; $\delta_w=4$ мм; материал Д16Т; 2 т. — $X=0,249$ м; $\delta_w=4$ мм; материал Д16Т; 3 т. — $X=0,282$ м; $\delta_w=1,8$ мм; материал Д16Т; 4 т. — $X=0,292$ м; $\delta_w=1,8$ мм; материал Д16Т; 5 т. — $X=0,302$ м; $\delta_w=1,8$ мм; материал Д16Т.

Речь идет о количественных измерениях температуры стенки головной части метеорокеты типа «Облако» в зоне отрыва пограничных слоев перед ступенькой при движении метеорокеты по траектории от старта для ускорений в полете до 12g. Важно, что условия в реальном полете метеорокеты, как отмечено в [25], существенно отличаются от условий, реализуемых в сверхзвуковых трубах.

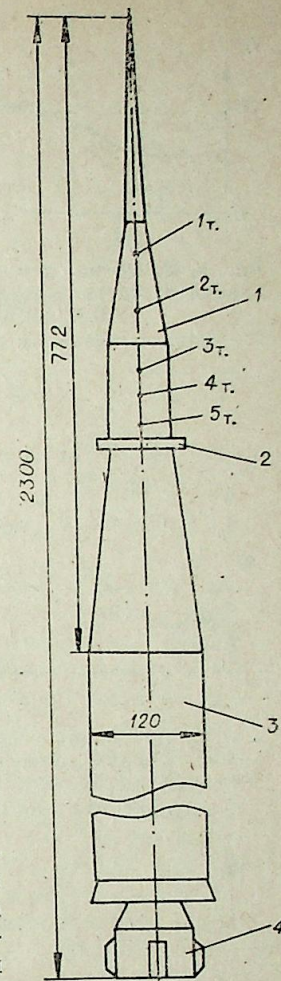
На рис. 3 приведена схема сверхзвуковой метеорокеты типа «Облако», оснащенной датчиками температуры, бортовой измерительно-передаточной системой. В качестве датчиков, измеряющих в полете температуру металлических стенок «Облако» в зоне отрыва, выбраны полупроводниковые диоды КД-522. Каждый датчик тарировался индивидуально от 273 до 400 К. Их зависимости выходного напряжения от температуры имели линейный характер, а чувствительность диодов достигала 2,5 мВ/град. Измерительно-передаточная система описана в [25]. Опрос датчиков температуры в полете последовательно осуществлялся через 5 мс. Ошибка измерений температуры не превосходила $0,5 \div 1\%$.

Ступенька высотой 6 мм, перед которой возник отрыв пограничного слоя, на головной части «Облака» представляла собой кольцо из материала Д16 шириной 7 мм, посаженное на поверхность цилиндрического участка метеорокеты на расстоянии от ее носка $X=312$ мм. При проведении летного эксперимента информация от датчиков температуры записывалась в наземных условиях с помощью шлейфового осциллографа типа Н-107. Можно отметить, что кольцевая ступенька была использована в летном эксперименте [11] на осесимметричном теле.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЛЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ ГОЛОВНОЙ ЧАСТИ «ОБЛАКА» В ОТРЫВНОЙ ОБЛАСТИ

В соответствии с постановкой задачи на метеорокете «Облако» был осуществлен летный аэрофизический эксперимент. Головная часть ее приземлилась на парашюте. Бортовые системы и телеметрия работали нормально. На рис. 3 указаны продольные координаты датчиков температуры КД-522. Расчеты показали, что толщина пограничного слоя на головной части «Облака» при безотрывном обтекании не превосходила $\delta \leq 5$ мм [25]. При высоте кольцеобразной ступеньки $h=6$ мм формирование отрывной зоны при движении метеорокеты по траектории соответствовало случаю $h > \delta$.

На рис. 4—8 приведено изменение во времени летных значений температуры стенки по длине головной части метеорокеты типа «Облако» при наличии отрывной зоны перед ступенькой $h=6$ мм. Как и для безотрывного обтекания [25], имеет место немонотонная зависимость температуры стенки от времени в каждой из точек. В отрывной зоне при $X=0,292$ м существует максимум температуры (рис. 7, 9, 10). Абсолютное значение температуры в этой точке составляет 403 К и значительно превышает уровень температуры в других точках.



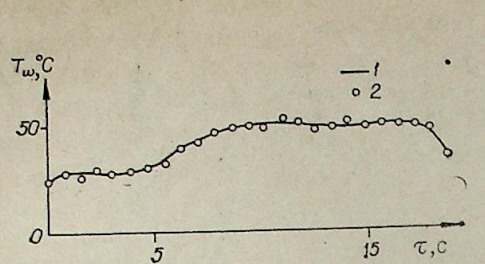


Рис. 4. Изменение температуры стенки головной части во времени в т. 1 при $X = 0,221$ м; $M_\infty < 2$. 1 — полином Чебышева; 2 — летные данные.

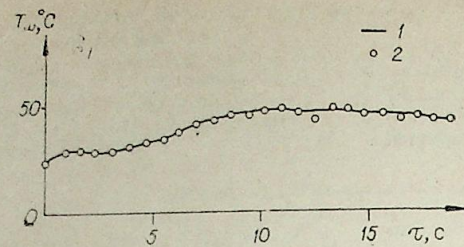


Рис. 5. Изменение температуры стенки головной части во времени в т. 2 при $X = 0,249$ м; $M_\infty < 2$. Обозначения те же, что и на рис. 4.

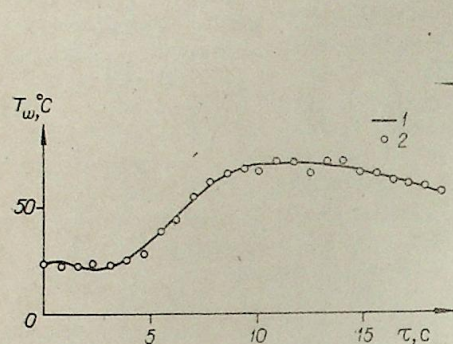


Рис. 6. Изменение температуры стенки головной части во времени в т. 3 при $X = 0,282$ м; $M_\infty < 2$. Обозначения те же, что и на рис. 4.

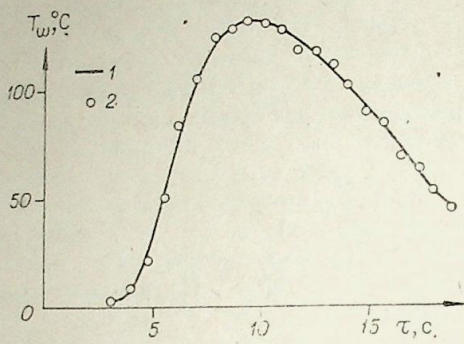


Рис. 7. Изменение температуры стенки головной части во времени в т. 4 при $X = 0,292$ м; $M_\infty < 2$. Обозначения те же, что и на рис. 4.

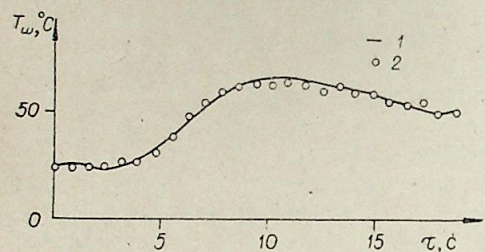


Рис. 8. Изменение температуры стенки головной части во времени в т. 5 при $X = 0,302$ м; $M_\infty < 2$. Обозначения те же, что и на рис. 4.

Датчики КД-522 при $X = 0,221; 0,249$ м расположены на коническом участке головной части из материала Д16Т толщиной 4 мм, а при $X = 0,282; 0,292; 0,302$ м — на цилиндрическом участке из Д16Т толщиной 1,8 мм. Сравнение с данными работы [25] показывает, что температура стенки в точках $X = 0,282$ м и $X = 0,302$ м, расположенных соответственно слева и справа от точки максимума температуры для $X = 0,292$ м (рис. 7, 9), существенно выше, чем при безотрывном обтекании в [25]. Таким образом, общий уровень температур стенки в зоне отрыва рис. 6—10 существенно превосходит уровень температур при безотрывном обтекании в [25]. При этом в отрывной области перед ступенькой имеется локальный максимум температуры стенки при $X = 0,292$ м, представляющий научный и практический интерес. В общем же немонотонный характер зависимости температуры стенки от времени в исследуемых точках обусловлен немонотонным изменением по траектории «Облака» чисел Маха и Рейнольдса, изменением структуры пристеночных пограничных слоев, связанным с возникновением переходного режима [25], взаимным влиянием отрыва, перехода и неизотермичности, воздействием тепловой гравитационной конвекции в бортовых стенках головной части при ускорениях до $12g$. В [25] обсуждены вопросы влияния на пограничные слои таких факторов, как нестационарность, вибрации, вращение

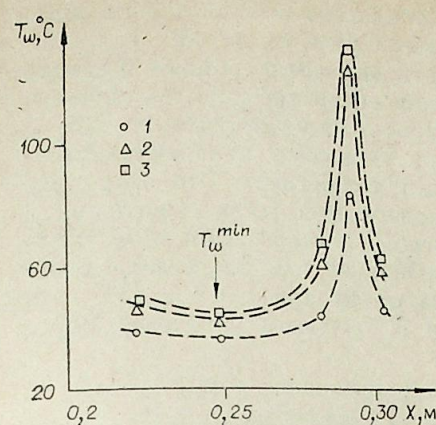


Рис. 9. Распределение температуры стенки по длине головной части при $M_\infty < 2$; $\tau \leq 9,36$ с. 1 — $\tau = 6,24$ с; 2 — $\tau = 7,8$ с; 3 — $\tau = 9,36$ с.

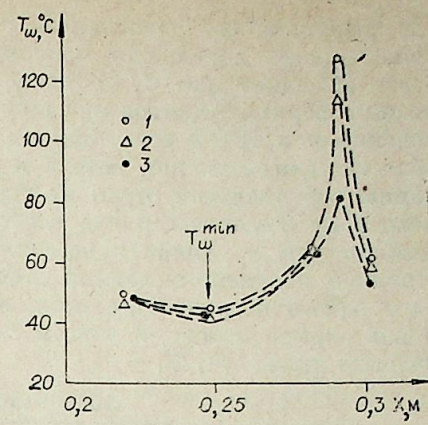


Рис. 10. Распределение температуры стенки по длине головной части при $M_\infty < 2$; $\tau \geq 10,14$ с. 1 — $\tau = 10,14$ с; 2 — $\tau = 12,48$ с; 3 — $\tau = 16,6$ с.

метеорокеты. Показано, что при движении по траектории «Облака» выполняются условия квазистационарности обтекания, а воздействием вибраций и вращения объекта на теплообмен можно пренебречь. Менее определенные выводы можно сделать о влиянии акустических возмущений на пограничные слои в летном эксперименте. Теоретически этот вопрос рассмотрен, например, в [32]. Анализ работ [22, 25, 28—32] позволяет сделать предположение, что турбулентные и акустические возмущения в летных условиях оказывают более слабое суммарное влияние на пограничные слои, в частности на переход, чем в аэродинамических трубах. Сравнение летных данных по теплообмену [30] для объектов «Викинг» 10 [28], М100 [25, 26], «Облако» [27, 31] и расчетных данных, полученных без учета акустических возмущений, показало, что воздействием их на тепловые пограничные слои в первом приближении можно пренебречь.

Выше было отмечено, что в отрывной зоне температура стенок головной части «Облака» существенно выше, чем в аналогичных условиях при ее безотрывном обтекании. При этом особый интерес представляет наличие локального максимума температуры стенки при $X = 0,292$ м. Наличие его можно объяснить следующим образом. Известно, что при отрыве сжимаемого пограничного слоя перед ступенькой в зоне отрыва имеют место область возвратно-циркуляционного течения и вихрь вблизи угла ступеньки. На рис. 1, а для примера такая физическая картина течения показана для сжимаемого турбулентного пограничного слоя [9]. Длина зоны отрыва L/h для турбулентного течения составляет $L/h \leq 4,5$ [9], а для ламинарного и переходного пограничных слоев, имеющих место на исследуемой головной части метеорокеты «Облако» [25, 31], длина отрывной области значительно больше [1]. На основании [25] можно утверждать, что при нагревании головной части метеорокеты в условиях движения ее по траектории длина отрывной области должна возрастать при $\tau \leq 10$ с в сравнении с изотермическим случаем обтекания. Это время соответствует участку траектории, где температура стенки головной части увеличивается, что обусловлено ростом аэродинамического нагрева при возрастании числа Маха и переходом в пограничном слое (см. [25, 31] и рис. 4—8) при практически нулевом угле атаки объекта. В общем случае на длину области отрыва оказывают совместное влияние неизотермичность, числа Маха и Рейнольдса, режим течения в пограничном слое и т. д.

Возвратно-циркуляционное течение и вихрь в окрестности прямого угла при обтекании ступеньки взаимодействуют с обтекаемой стенкой таким образом, что на поверхности формируется линия присоединения,

где возникают пик давления [1, 9] и пик теплового потока. Таким образом, наличие локального максимума температуры на стенке головной части «Облака» (рис. 7, 9) можно объяснить «присоединением» к стенке потока, формирующегося при взаимодействии возвратно-циркуляционного течения и вихря в зоне прямого угла. Можно полагать, что течение в области присоединения потока к стенке по характеру аналогично натеканию вертикальной струи на горизонтальную преграду. Это открывает некоторые возможности для построения модели при расчете давления и температуры на линии присоединения. Особый интерес при этом представляют полученные летные данные на «Облаке» как для безотрывного переходного пограничного слоя, имеющего место при $\tau \geq 6$ с [31], так и для отрыва потока, с учетом сложности и проблемы перехода [20], и явления отрыва [1, 2].

АППРОКСИМАЦИЯ НА ЭВМ ЛЕТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ НА «ОБЛАКЕ» С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОРТОГОНАЛЬНЫХ МНОГОЧЛЕНОВ ЧЕБЫШЕВА

Для расчета теплообмена в отрывной области перед ступенькой на головной части метеоракеты типа «Облако» необходимо численно решать уравнения Навье — Стокса, например по методу [33]. Использование численных методов и уравнений Навье — Стокса в данном случае осложняется тем, что числа Рейнольдса по длине головной части достигают $Re_L \leq 2 \cdot 10^7$; нет надежных методов предсказания перехода к турбулентности, особенно в летных условиях [20]; неизвестно, какие модели турбулентности наиболее эффективны при описании отрыва в переходном режиме обтекания. Кроме того, задача является сопряженной [30, 31]. Аналогичные трудности возникают и при построении приближенных методов расчета. В связи с этим практический интерес представляет метод описания экспериментальных данных с помощью полиномов Чебышева. Полиномы Чебышева широко используются [34]. Для аппроксимации экспериментальных данных эффективными являются ортогональные полиномы Чебышева [35]. Суть метода Чебышева состоит в том, что многочлен, описывающий опытные данные, ищется в виде комбинации многочленов повышающихся степеней по специальному правилу. Следуя [35], запишем некоторые общие соотношения. Искомый многочлен имеет вид

$$T_w = a_0 \cdot \varphi_0(\tau) + a_1 \cdot \varphi_1(\tau) + a_2 \cdot \varphi_2(\tau) + \dots + a_m \cdot \varphi_m(\tau). \quad (1)$$

Здесь T_w — температура стенки; τ — время движения «Облака» по траектории; a_0, a_1, \dots, a_m — коэффициенты; $\varphi_0(\tau) = 1$; $\varphi_1(\tau) = \tau + \alpha_1$ и в общем случае

$$\varphi_l(\tau) = \tau^l + \alpha_l^{(1)} \cdot \tau^{(l-1)} + \dots \quad (2)$$

есть многочлен степени l со старшим коэффициентом, равным единице. Многочлены $\varphi_0(\tau), \dots, \varphi_m(\tau)$ подбираются таким образом, чтобы выполнялись условия

$$\sum_1^n \varphi_l(\tau_i) \cdot \varphi_k(\tau_i) = 0; \quad (l \neq k; i = 1, \dots, n), \quad (3)$$

$$\sum_1^n [\varphi_l(\tau_i)]^2 \neq 0; \quad (l = 0, 1, \dots, m). \quad (4)$$

Это означает, что хотя бы в одной из точек $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ многочлен $\varphi_l(\tau) \neq 0$. Такие многочлены называются ортогональными многочленами Чебышева. Многочлен $\varphi_{r+1}(\tau)$, где $r = 0, 1, 2, \dots$, определяется рекуррентной формулой

$$\varphi_{r+1}(\tau) = (\tau + \beta_{r+1}) \cdot \varphi_r(\tau) + \gamma_{r+1} \cdot \varphi_{r-1}(\tau), \quad (5)$$

$$\beta_{r+1} = -\frac{\sum_1^n \tau_i [\varphi_r(\tau_i)]^2}{\sum_1^n [\varphi_r(\tau_i)]^2}, \quad (6)$$

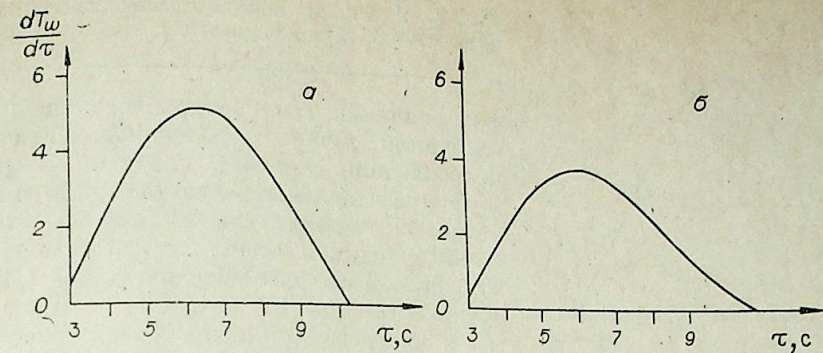


Рис. 11. Изменение первой производной температуры стенки по времени.
а — $X=0,221$ м ($\tau. 1$); б — $X=0,249$ м ($\tau. 2$).

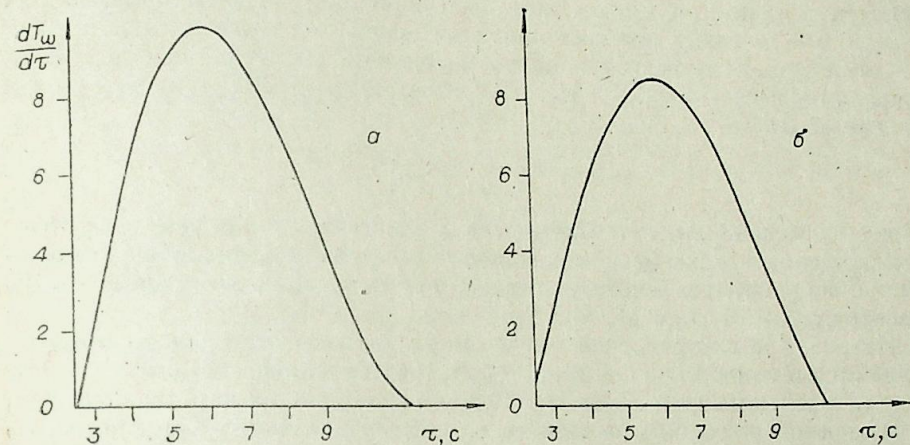


Рис. 12. Изменение первой производной температуры стенки по времени.
а — $X=0,282$ м ($\tau. 3$); б — $X=0,303$ м ($\tau. 5$).

$$\gamma_{r+1} = -\frac{\sum_1^n \tau_i \cdot \varphi_{r-1}(\tau_i) \cdot \varphi_r(\tau_i)}{\sum_1^n [\varphi_{r-1}(\tau_i)]^2}. \quad (7)$$

Коэффициенты a_0, a_1, \dots, a_m в (1) находятся по формуле

$$a_r = \frac{\sum_1^n T_{w,i} \cdot \varphi_r(\tau_i)}{\sum_1^n [\varphi_r(\tau_i)]^2}. \quad (8)$$

Если многочлен (1) построен, а точность приближения необходимо повысить, то можно найти далее член $a_{m+1} \cdot \varphi_{m+1}(\tau)$. Контроль точности осуществляется по сумме квадратов отклонений

$$\sum_{i=1}^n \left[T_{w,i} - \sum_{r=0}^m a_r \cdot \varphi_r(\tau_i) \right]^2 = \sum_{i=1}^n T_{w,i}^2 - 2 \cdot \sum_{r=0}^m a_r \cdot \sum_{i=1}^n T_{w,i} \cdot \varphi_r(\tau_i) + \sum_{r=0}^m a_r^2 \cdot \sum_{i=1}^n [\varphi_r(\tau_i)]^2. \quad (9)$$

Для представления летных данных по распределениям температуры во времени на «Облаке» с помощью ортогональных полиномов Чебышева и определения производных $dT_w/d\tau_i$ была составлена программа для ЭВМ БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН. Время аппроксимации на ЭВМ опыт-

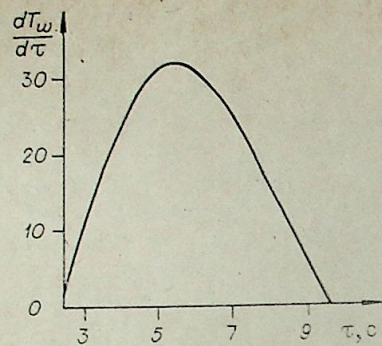


Рис. 13. Изменение первой производной температуры стенки по времени в т. 4 при $X = 0,292$ м.

ных значений температуры в каждой исследуемой точке на головной части не превосходило полторы минуты. На рис. 4—8 представлены результаты аппроксимации экспериментальных данных полиномами седьмой степени. Выбор полинома седьмой степени обусловлен точностью аппроксимации. На рис. 11—13 приведены в качестве примера первые производные температуры по времени $dT_w/d\tau_i$.

Видно, что зависимость производной от времени полета метеоракеты имеет немонотонный характер. Существенно, что первые производные являются гладкими и имеют конечные значения. Следовательно, можно предпринять попытку приближенно определить тепловые потоки к стенке в исследуемой отрывной зоне по методикам, справедливым для обтекаемой тонкой стенки [25, 31]. В соответствии с [31] тепловой поток к стенке равен

$$q_{w,i} = \rho \cdot c \cdot \delta_w \frac{dT_{w,i}}{d\tau_i}, \quad (10)$$

где ρ , c , δ_w — плотность, теплоемкость и толщина стенки. Здесь не учтено охлаждение стенки за счет теплового излучения и тепловой гравитационной конвекции в бортовом отсеке, так как вклад этих эффектов не превосходит 1—2% при $M_\infty < 2$.

На рис. 14, 15 приведены зависимости тепловых потоков от времени движения метеоракеты по траектории, рассчитанные по соотношению (10) для трех точек по длине головной части. Эти данные показывают, что тепловые потоки в отрывной зоне существенно выше, чем при безотрывном обтекании в [31], особенно в области пика при $X = 0,292$ м. Полученные значения тепловых потоков к стенке в точках при $X = 0,221$; $0,249$ м и $\tau \leq 4$ с, рассчитанные по (10) с использованием данных рис. 11—13, не превосходят уровня максимальных тепловых потоков на головной части «Облака» в [31] для безотрывного ламинарного режима, наблюдавшегося при $\tau \leq (6-7)$ с. Это позволяет полагать, что до зоны отрыва на «Облаке» на начальном участке ее головной части ($X < 0,221$ м) при движении по траектории имеет место ламинарный пограничный слой для $M_\infty < 2$. Таким образом, пограничный слой при обтекании ступеньки отрывается в ламинарном состоянии.

Следует подчеркнуть, что при использовании ортогональных полиномов Чебышева процедура сглаживания не применялась. Этот вопрос является принципиальным, и в дальнейшем предполагается провести аппроксимацию летных данных полиномами Чебышева со сглаживанием. Правомерность же применения полиномов Чебышева и соответствующих первых производных без процедуры сглаживания в рассматриваемой конкретной задаче обусловлена тем, что, во-первых, температуры в каждой точке по времени измерены однократно с высокой точностью (погрешность измерений составляла 0,5—1%); во-вторых, первые производные являются гладкими и ограниченными; в-третьих, сравнение тепловых потоков, рассчитанных по зависимости (10) с использованием первых производных $dT_w/d\tau$ и полиномов Чебышева без сглаживания, а также по независимой методике [30, 31] для участков ламинарного безотрывного обтекания «Облака», показало их хорошее согласование. Важно, что методики [30, 31] апробированы путем сравнения с летными данными [25, 30, 28]. В общем же случае при использовании полиномов Чебышева и соответствующих производных необходима процедура сглаживания. Целесообразно также провести сравнение с результатами при использовании сплайнов.

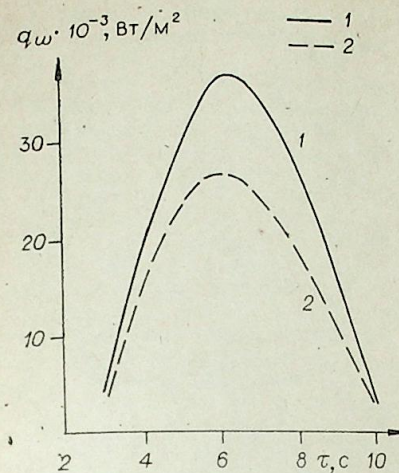


Рис. 14. Изменение теплового потока к стенке во времени при $M_\infty < 2$. 1 — $X = 0,221$ м (1 т.); 2 — $X = 0,249$ м (2 т.).

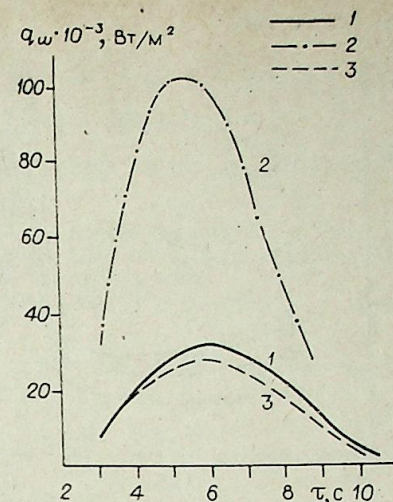


Рис. 15. Изменение теплового потока к стенке во времени при $M_\infty < 2$. 1 — $X = 0,282$ м (3 т.); 2 — $X = 0,292$ м (4 т.); 3 — $X = 0,302$ м (5 т.).

С научной и практической точек зрения важно оценить координату точки отрыва на головной части «Облака» и объяснить относительно высокий уровень максимальных тепловых потоков и температуры в точке присоединения течения в отрывной зоне (рис. 7, 15). Для решения этих двух вопросов целесообразно привлечь опытные данные работы [16], полученные в аэродинамической трубе при $M_\infty = 4,98$ на осесимметричном теле с отрывом перед коническим расширением, следующим за цилиндрическим участком. В [16] показано, во-первых, что пик теплового потока в точке присоединения ламинарного пограничного слоя отсутствовал и имел место в условиях присоединения для переходного пограничного слоя; во-вторых, тепловой поток имел минимум несколько вниз по потоку за точкой отрыва. Минимальному тепловому потоку соответствовал минимум температуры стенки. Характерно, что область относительно низкого потока тепла была мала в сравнении с длиной зоны отрыва. Этот факт и существование минимума теплового потока ниже точки отрыва в [16] можно использовать для оценки координаты точки отрыва на «Облаке». Для летных данных, приведенных на рис. 16, 17, по крайней мере со времени $\tau \geq 3,9$ с, в точке 2 $X = 0,249$ м имеет место минимум температуры стенки. При этом окрестность пониженной температуры (вблизи точки при $X = 0,249$ м) существенно меньше длины зоны отрыва, как и в работе [16]. Следовательно, можно принять, что отрыв начинается практически в точке 1 при $X = 0,221$ м, ниже которой имеет место минимум температуры стенки. Как было показано выше, отрыв пограничного слоя при обтекании ступеньки на «Облаке» происходит в ламинарном режиме. Отношение длины зоны отрыва к высоте ступеньки в летном эксперименте составляло $L/h \approx 15$, что в несколько раз больше, чем для отрыва турбулентного пограничного слоя [9].

Хотя отрыв пограничного слоя в летном эксперименте на «Облаке» происходит в ламинарном состоянии, наличие пика теплового потока (рис. 7, 16, 17) противоречит опытам [16] для ламинарного отрыва, в которых пики температуры и теплового потока отсутствовали. В то же время для отрыва переходного пограничного слоя в [16] пики теплового потока и температуры имели место. Следовательно, можно полагать, что в летных условиях на «Облаке» в оторвавшемся ламинарном пограничном слое возникает потеря устойчивости под влиянием аэродинамического нагрева и далее формируется переходный режим. Присоединение переходного пограничного слоя по механизму, описанному ранее, и вызывает

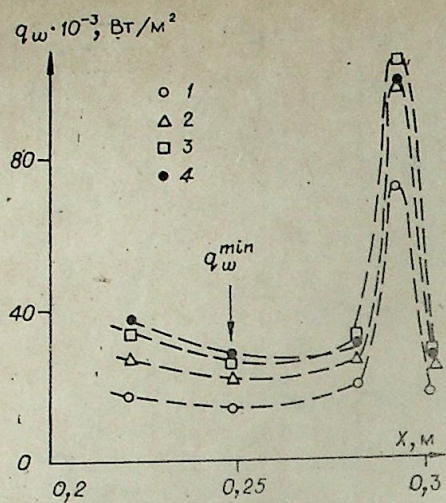


Рис. 16. Распределение теплового потока по длине головной части при $M_\infty < 2$, $\tau \leq 6,25$ с.
1 — $\tau = 3,9$ с; 2 — $\tau = 4,7$ с; 3 — $\tau = 5,5$ с; 4 — $\tau = 6,25$ с.

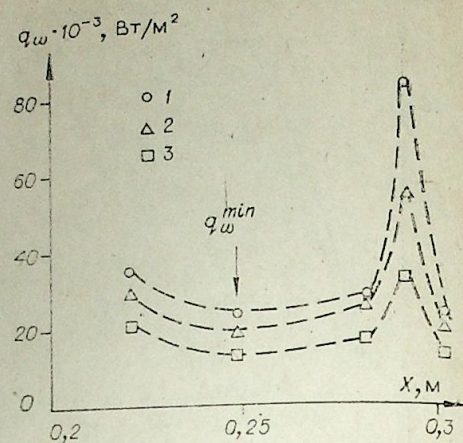


Рис. 17. Распределение теплового потока по длине головной части при $M_\infty < 2$, $\tau \geq 7,0$ с.
1 — $\tau = 7,0$ с; 2 — $\tau = 7,8$ с; 3 — $\tau = 8,6$ с.

появление пика температуры (рис. 7, 15—17). Переход в оторвавшемся пограничном слое обусловлен сложным влиянием тепло- и массообмена, неизотермичности в отрывной области, чисел Маха и Рейнольдса, продольного градиента давления.

ВЫВОДЫ

1. В летном эксперименте на сверхзвуковой метеоракете типа «Облако» измерены распределения температуры стенки в области отрыва пограничного слоя перед ступенькой на головной части при $M_\infty < 2$; $Re_L \leq 2 \cdot 10^7$ и показано существование пика температуры в отрывной зоне.

2. Анализ летных данных показал, что отрыв пограничного слоя на метеоракете происходит в ламинарном состоянии, а присоединение потока осуществляется в переходном режиме оторвавшегося пограничного слоя, обуславливая наличие пика температуры в зоне отрыва.

3. Проведена аппроксимация на ЭВМ БЭСМ-6 летных распределений температуры на головной части «Облака» с помощью ортогональных полиномов Чебышева седьмой степени и оценены величины тепловых потоков.

В связи со сложностью тепловых процессов, имеющих место в области отрыва потока на метеоракете «Облако», необходимы дальнейшие летные эксперименты на исследуемом объекте.

Авторы выражают благодарность Н. Н. Яненко, Н. А. Желтухину за поддержку работы и обсуждения, И. Н. Злыгостеву и Н. А. Хрышиной за оказанную помощь, Ю. А. Брагину за внимание к работе.

Новосибирский
государственный университет,
Институт теоретической
и прикладной механики
СО АН СССР,
Новосибирск.

Поступила в редакцию
22/IX 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения, т. 1—3. М.: Мир, 1973.
2. Чжен П. Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979.
3. Гогин Л. В., Нейланд В. Я., Степанов Г. Ю. Теория двумерных отрывных течений. Итоги науки и техники.— Гидромеханика, 1975, т. 8.

4. Shang J. S., Hankey Jr. W. L. AJAA Journ., 1976, v. 14, N 10.
5. Horstman C. C. AJAA Journ., 1977, v. 15, N 8.
6. Mikula V., Horstman C. C. AJAA Journ., 1976, v. 14, N 5.
7. Исследование сверхзвуковых течений со срывными зонами. Обзор БНИ ЦАГИ, 1974, № 473.
8. Settles G. S., Vas T. E., Bogdonoff S. M. AJAA Paper, 1976, N 164.
9. Желтоводов А. А. Канд. дис. Новосибирск, 1979.
10. Глотов Г. Ф., Коронцов Ю. Ф. Исследование способа управления трехмерной отрывной зоны.— Уч. зап. ЦАГИ, 1983, т. XIV, № 2.
11. Чжен П. Отрывные течения, т. 3. М., Мир, 1973.
12. Гогин Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979.
13. Neumann R. D., Token K. H. XXV th Congress. Amsterdam, 1974, Paper N 74-058.
14. Gadd G. E., Cope W. F., Attridge J. L. ARC R M3148, Oct., 1958.
15. Thomann H. Flygtekniska Försökstanstalten, Stockholm, Rept. 82, 1950.
16. Ferguson H., Schaefer J. W. NASA TN D1436, 1962.
17. Alzner E., Zakkay V. AJAA Journ., 1974, v. 9, N 9.
18. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
19. Лукашевич Дж. В кн.: Механика. № 5. М.: Мир, 1974.
20. Решотко Э. В кн.: Вихревые движения жидкости. М.: Мир, 1979.
21. Лыжин О. В. В кн.: Всесоюзный симпозиум по методам аэрофизических исследований. Новосибирск, 1976.
22. Beckwith I. E., Bertman M. H. NASA TN D-7453, 1974.
23. Zoby E. V., Graves R. A Jr. AJAA Journ., 1977, v. 15, N 7.
24. Желтухин Н. А., Павлюченко А. М. В кн.: Прикладная аэрогазодинамика и тепловые процессы. Новосибирск, 1980.
25. Павлюченко А. М., Брагин О. А., Тютин А. А. Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
26. Гайгерер С. С. Исследование синоптических процессов в верхних слоях атмосферы. М.: Гидрометеоиздат, 1973.
27. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоиздат, 1973.
28. Сиодграсс. Вопросы ракетной техники, 1957, № 1.
29. Erlich E. La Rech. Aerospat., 1968, N 122.
30. Максимова Е. М., Павлюченко А. М. Изв. СО АН СССР, 1982, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
31. Павлюченко А. М., Максимова Е. М. Изв. СО АН СССР, 1983, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
32. Козлов Л. Ф. Прикладная механика, 1982, т. XVIII, № 6.
33. Ковеня В. М., Яненко Н. И. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
34. Панковский С. Вычислительные применения многочлена и рядов Чебышева. М., 1983.
35. Гутер Р. С., Овчинский Б. В. Элементы численного анализа и математической обработки результатов опыта. М.: Наука, 1970.

УДК 532.507

С. М. КУЦ, В. А. ЧЕРЕПАНОВ, А. Д. ФРОЛОВ
**СТЕНД ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ
ТЕРМОГИДРОДИНАМИКИ ТРАНСПОРТА
СЖИЖЕННОГО ПРИРОДНОГО ГАЗА**

В связи с увеличением масштабов дальней передачи природного газа все более актуальными становятся поиски новой технологии его транспортирования. Известно, что наиболее радикальным средством интенсификации в этой области является переход с традиционной компрессорной передачи газообразного продукта на насосную перекачку сжиженного природного газа (СПГ) по теплоизолированному трубопроводу.

В соответствии с программой «Сибирь» в ИТИМ СО АН СССР создан стенд «Трасса» для термогидродинамического моделирования магистрального трубопровода СПГ. На стенде планируется изучение гидравлического сопротивления труб при течении одно- и двухфазных (в том числе и «шуговых») криогенных потоков, теплоотдачи от стенок в недогретую до кипения криожидкость, эффективности различных типов тепловой изоляции труб; ведется отработка оптических (бесконтактных) методов измерения полей температуры, плотности, скорости, а также интенсивности теплообмена. В качестве моделирующей жидкости на первом этапе работы используется жидкий азот.

Криогидродинамический стенд «Трасса» (рис. 1) представляет собой замкнутый трубопроводный контур, по которому, в течение эксперимента с помощью криогидронасоса специальной конструкции прокачивается жидкий азот. Все криогенное оборудование установки, за исключением «трубной секции» 4, выполнено в варианте вакуумной теплоизоляции, т. е. укрыто в вакуумных кожухах и защищено многослойной теплоизоляцией. Основной стендовой емкостью для жидкого азота является криобак 1 объемом около 800 л, оборудованный оптическими иллюминаторами, позволяющими наблюдать за внутрибакowymi процессами. Циркуляционный контур выполнен в основном из герметично сваренных стальных труб (сталь X18H10T) диаметром 45 × 2 мм. Для компенсации температурных деформаций на отдельных участках трубопровода установлены сильфоны. Для регулирования движения потоков используется специальная арматура — вентили с ручным приводом и пневмоклапаны. Экспериментальная трубная секция (сменная часть циркуляционного контура, размещенная на улице) предназначена для испытаний конструкций тепловой изоляции и измерения гидравлического сопротивления такой трубы. Для исследования теплоотдачи от стенки канала в жидкости и гидродинамической структуры криогенных одно- и многофазных потоков часть циркуляционного контура (оптический канал 6) выполнены в виде прямоугольной трубы сечением размером 40 × 60 мм и оборудованы несколькими оптическими иллюминаторами, позволяющими проводить интерференционные исследования течения над обогреваемой плоской пластиной, устанавливаемой на дне канала. Горизонтальный гидравлический участок 5 трубопровода, выполненный из нержавеющей трубы с проходным диаметром 41 мм и длиной 7000 мм, используется для исследования гидравлического сопротивления круглого канала при движении криогенного потока

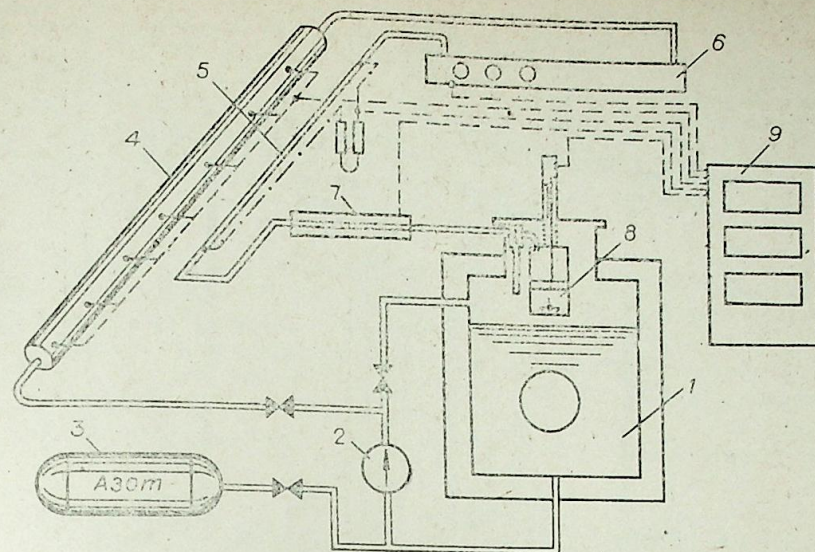


Рис. 1. Принципиальная схема стенда «Трасса». 1 — криобак; 2 — криогидронасос; 3 — бак с жидким азотом; 4 — экспериментальная трубная секция; 5 — гидравлический участок; 6 — оптический канал; 7 — датчик концентрации «шуги»; 8 — измерительный сосуд; 9 — цифровой измерительный комплекс.

различного фазового состава. Далее циркулирующая жидкость проходит емкостной датчик концентрации шуги 7 и сливается в криобак. При этом с помощью электромагнитного клапана поток может быть направлен во внутрибаковый измерительный сосуд, позволяющий определять весовой и объемный расходы, что дает возможность контролировать плотность потока и концентрацию шуги. Измерительный сосуд 8 представляет собой цилиндрический бак объемом 10 л, подвешенный на пружинных весах. Внутри сосуда находится поплавок, позволяющий измерять уровень жидкости. На дне бака установлен электромагнитный клапан, при открытии которого происходит слив отмеренной жидкости и подготовка к следующему измерению. Линейное перемещение платформы пружинных весов, а также поправка посредством индукционных преобразователей переводятся в электрические величины, которые измеряются цифровым измерительным комплексом 9. Температура жидкости в криобаке измеряется платиновым термометром сопротивления. Температуры в различных точках конструкции трубной секции — посредством медь-константановых термопар.

Вакуумная система, обеспечивающая поддержание рабочего разрежения в теплоизолирующих кожухах циркуляционного контура, собрана на базе диффузионного агрегата ВА-2/3 и форвакуумного насоса ВН-6. Диффузионный насос подключен непосредственно к вакуумному кожуху криогенного бака, на который замыкаются вакуумируемые полости трубопроводов.

Для получения азотной шуги используются два форвакуумных насоса ВН-1МГ, с помощью которых откачиваются пары азота из криогенного бака, что и приводит к соответствующему переохлаждению жидкости.

Наибольшую конструктивную проблему представлял криогидронасос 2. Ввиду жестких ограничений по внешнему теплоподводу к циркулирующей в контуре жидкости потребовалось изготовить насос с вакуумной теплоизоляцией, в отличие от промышленных аналогов. Поэтому конструкция насоса (рис. 2) была выполнена с учетом этих методических особенностей и с привязкой к конкретной экспериментальной установке. Рабочее колесо насоса сделано из бронзовой заводской отливки под колесо жидкокислородного насоса ЦН-239. Все остальные узлы агрегата изготовлены в экспериментальном исполнении. Насос имеет разборную конструкцию. При этом фланцевый разъем криогенной полости снабжен

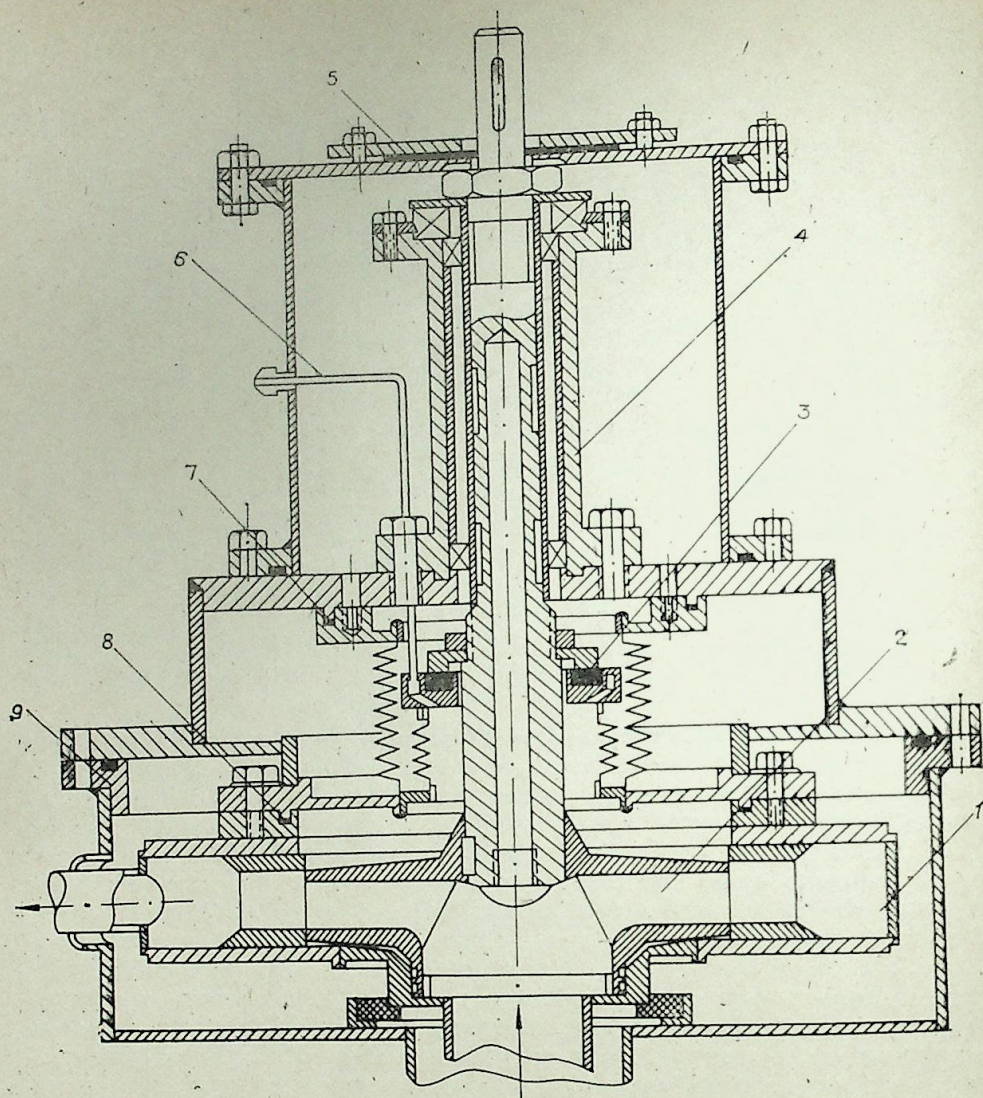


Рис. 2. Криогидронасос.

1 — корпус насоса; 2 — рабочее колесо; 3 — торцевое уплотнение; 4 — корпус подшипников; 5 — вакуумное уплотнение ротора; 6 — дренажная трубка; 7 — резиновое вакуумное уплотнение; 8 — свинцовое вакуумное уплотнение; 9 — вакуумный кожух насоса.

свинцовым вакуумным уплотнением, а разъемы вакуумного кожуха уплотнены вакуумной резиной. Для предотвращения утечки жидкости в зазоры валопровода использовано торцевое уплотнение в виде пары притертых колец — стального, напрессованного на вал рабочего колеса, и медно-графитового, укрепленного в сильфоне криогенного корпуса насоса. Для отвода газов в процессе захолаживания и запуска насоса предусмотрена дренажная трубка, вмонтированная в верхней точке под торцевым уплотнением. При работе насоса дренаж может быть перекрыт либо использоваться постоянно. В последнем случае дренируемая газожидкостная смесь сбрасывается в криобак. Вал ротора насоса центрируется в двух радиальных шарикоподшипниках и подвешен вверху на опорном шарикоподшипнике.

Оптический канал стенда, предназначенный для исследования структуры течения посредством оптических методов, имеет несколько иллиминаторов. На рис. 3 показана конструкция вакуумного уплотнения оптического стекла в окне криогенного канала. Уплотнительным элементом является фасонное кольцо с острой кромкой, изготовленное из отожжен-

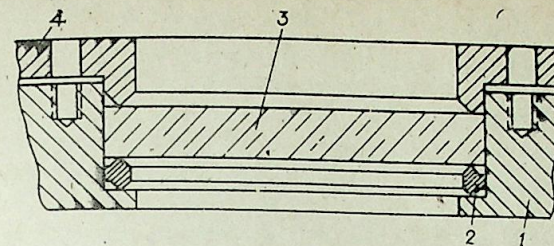


Рис. 3. Криогенное вакуумное уплотнение иллиминатора.
1 — гнездо в корпусе; 2 — медное кольцо; 3 — стекло ЛК-5; 4 — фланец.

ной меди, сжимаемое с помощью шпилек и фланца между полированной поверхностью гнезда в корпусе и стеклом. Соответствующий выбор материалов цепочки уплотнения (фланец и гнездо — сталь X18H10T, стекло — ЛК-5 (легкий крон), шпильки — латунь ЛС-59, прокладочное кольцо — медь М-1) и использование пружинных шайб под гайки позволяют уплотнить соединение в условиях, когда с одной стороны стекла находится жидкий азот, а с другой — вакуумная полость с разрежением порядка 10^{-4} мм. рт. ст.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
24/1 1983

УДК 533.607+533.46

В. К. БАЕВ, В. В. ШУМСКИЙ, М. И. ЯРОСЛАВЦЕВ
МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИСПЫТАНИЯ
АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ
С ГОРЕНИЕМ В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНЫХ УСТАНОВКАХ
КРАТКОВРЕМЕННОГО РЕЖИМА

Задачи, стоящие при экспериментальном исследовании в потоке воздуха аэродинамических моделей с горением, требуют, как правило, измерения распределения давления по поверхностям модели, тепловых потоков в стенке модели, силовых характеристик, например сопротивления X или тяги R модели. Возникающие при этом трудности связаны с большими значениями температур T_0 и давлений p_0 торможения, необходимых для реализации процессов горения, со сложностью испытания моделей в высокоэнтальпийных стационарных установках, а также с необходимостью выполнять условия моделирования при горении. Поэтому в ряде случаев такие испытания проводятся в установках кратковременного режима [1—3], в которых сравнительно просто обеспечиваются высокие значения p_0 и T_0 . Типичным примером таких установок является импульсная труба. Результаты исследований, выполненных в таких трубах [2—4], показали, что импульсные трубы могут служить подходящим средством для изучения различных явлений, связанных с процессами горения в аэродинамических моделях. Особенности режима импульсных труб, благодаря которым они применяются для исследований на моделях с горением, следующие.

1. Простой способ нагрева воздуха путем разряда конденсаторной батареи в замкнутом объеме позволяет помимо получения высоких p_0 , T_0 (p_0 до 200 МПа, T_0 до 4000 К) изменять эти параметры в широком диапазоне за счет изменения мощности разряда.

2. Такой способ нагрева воздуха позволяет получать одновременно с высокими p_0 и T_0 также высокие значения чисел Рейнольдса, что дает возможность иметь на поверхности при длине $l > 100 \div 150$ мм турбулентный пограничный слой. Этот факт является решающим для работы различных воздухозаборных устройств моделей [4].

3. Волновой механизм запуска [5] позволяет запускать разнообразные воздухозаборные устройства без принятия специальных мер по запуску.

4. Короткое время режима импульсных труб (0,05 ÷ 0,1 с) наряду с недостатками имеет ряд преимуществ: отсутствует необходимость в какой-либо теплозащите модели; реализуются большие секундные расходы впрыскиваемых сред при малом их количестве; имеется возможность использовать для измерения тепловых потоков калориметрические датчики без осуществления ступенчатого ввода модели в поток газа. Благодаря этому существенно упрощается конструкция моделей с горением. Однако именно кратковременность режима и принципиальная особенность импульсных труб, связанная с падением в течение режима p_0 , T_0 , ..., требуют тщательной проработки всех методических вопросов измерений и технологии испытания моделей с горением в импульсном режиме.

В настоящей статье изложены методические вопросы испытания моделей в импульсной аэродинамической трубе ИТ-301 [6] при подаче в

модели различных сред. В качестве моделей рассмотрены либо плоская пластина, применявшаяся для изучения вопросов самовоспламенения горючих сред и факела распыла жидкостей в сверхзвуковом потоке [3, 7], либо газодинамические модели с протоком, применявшиеся для исследования газодинамики подвода тепла в канале модели [2].

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ИМПУЛЬСНОЙ ТРУБЫ
ПРИ ИСПЫТАНИИ МОДЕЛЕЙ С ГОРЕНИЕМ

Схема и конструкция импульсных труб изложены в ряде работ [6, 8]. Поэтому остановимся лишь на особенностях их работы в испытаниях моделей с горением при числах Маха набегающего потока $M_n = 5 \div 12$.

Запас энергии в конденсаторной батарее импульсной трубы ИТ-301 ~ 0,5 МДж [6] позволял иметь объем форкамеры трубы не более 1,2 дм³ при p_0 , T_0 , достаточных для самовоспламенения горючих сред, подаваемых в модели. Это с учетом максимально возможного темпа падения параметров воздуха в форкамере трубы, требуемого для проведения нормальных процессов измерений, позволяло иметь следующие максимальные диаметры d_c выходных сечений сопел: при $M_n = 5$ $d_c \approx 60$ мм, при $M_n = 7 \div 8$ $d_c \approx 140$ мм, при $M_n = 10 \div 12$ $d_c = 300$ мм. Используя соотношение $S_m \sqrt{\frac{\pi d_c^2}{4}} \leq 0,5$ [6], где S_m — площадь миделевого сечения модели, определялись максимально возможные размеры моделей. Как правило, при $M_n > 7$ размеров моделей хватало для размещения в них ограниченного количества первичных преобразователей и запаса сред. При $M_n \approx 5$ размеры моделей малы, что требовало размещения первичных преобразователей и запаса сред вне моделей.

В импульсных трубах при $M_n > 7 \div 8$ используются, как правило, конические сопла, т. е. модели находятся в переменном поле параметров обдуваемого их потока. Поскольку при анализе результатов испытаний моделей с горением используются кроме p_0 , T_0 отношения типа p_i/p_n , T_i/T_n , $C_x = X/q_n \cdot S$, $C_R = R/q_n \cdot S$, ... (где индексы i и n означают i -й датчик и набегающий поток соответственно, S — характерная площадь, q_n — скоростной напор), то важно определить те значения p_n , T_n , q_n , ... набегающего потока из диапазона их значений в том месте рабочей части трубы, где расположена модель, которые используются для вычислений приведенных отношений. Как показано в работе [9], ошибка в определении этих отношений из-за неправильного выбора p_n , T_n , ... конического потока может быть очень высока — до 50% при $M_n = 7 \div 8$. С целью устранения этой неопределенности в опытах с плоской пластиной [3, 7] было осуществлено два мероприятия: во-первых, устанавливались боковые щетки, увеличивающие зону однородного течения над пластиной; во-вторых, для вычисления параметров воздуха над пластиной через параметры набегающего потока был введен эффективный угол клина. Эти мероприятия позволили добиться того, что отличия расчетного и измеренного давлений над пластиной находились в пределах точности измерения давлений [9]. В опытах с аэродинамическими моделями с протоком [2] таких мер не предпринималось, а параметры набегающего потока выбирались в том сечении конического сопла, в котором располагалась передняя кромка обечайки модели. Поэтому при определении p_i/p_n , C_x , C_R в работе [2] вносились некоторые систематические ошибки, связанные с тем, что p_n , T_n , q_n брались из диапазона их изменения в том месте конического потока, где располагалась модель, в какой-то мере произвольно, лишь с ориентацией на их средние значения из этого диапазона. Именно наличие ошибки из-за неопределенности выбора p_n , T_n , q_n и т. д. в коническом потоке, усугубляющейся с уменьшением M_n , заставляло в опытах при $M_n \approx 5$ использовать профилированное, а не коническое сопло.

При испытании моделей с горением в установках кратковременного режима необходимо иметь в виду наличие факторов, которые могут искажать результаты по сравнению с результатами, полученными в стационарном режиме.

нарных установках. Такими факторами являются холодные стенки моделей, не успевающие прогреться за время режима, некоторое уменьшение кислорода в потоке воздуха, загрязнение воздушного потока продуктами электродов и определенное количество окислов азота. Однако опыты по исследованию условий самовоспламенения газообразного водорода и геометрии факела распыла жидкостей в сверхзвуковом потоке воздуха [3] показали, что влияние этих факторов при имевших место условиях испытаний ($p_0 = 70 \div 7$ МПа, $T_0 = 2400 \div 900$ К) незначительно: результаты, полученные в трубе ИТ-301, хорошо совпадают с данными, полученными в установках стационарного типа, где перечисленные факторы отсутствуют.

СИСТЕМА ПОДАЧИ

Использование электромагнитных устройств для целей подачи сред исключается, во-первых, из-за несоответствия размеров требуемых электромагнитных устройств и модели, во-вторых, применение электромагнитных устройств не обеспечивает требуемую стабильность во времени между запуском установки и началом подачи сред в модель. Между тем подача среды в модель даже на 1–2 мс раньше запуска установки может приводить в ряде случаев к незапуску воздухозаборных устройств модели. Причиной такого незапуска является чувствительность пограничного слоя в период установления к внешним возмущениям, которая отмечалась также в работе [10]. С другой стороны, подавать среду в модель желательнее через 1–2 мс после разряда в форкамере трубы (сразу после установления течения в рабочей части трубы, которое занимает время ~ 1 мс [6]), чтобы использовать для исследований максимальные значения $p_0(\tau)$ и $T_0(\tau)$, где τ — время режима. Начало отсчета берется от момента разряда конденсаторной батареи в форкамере трубы.

Этим требованиям удовлетворяла разработанная для испытаний моделей с горением система, основанная на использовании электрогидравлического эффекта [11]. В случае, если в модель подавалась газообразная среда, система подачи состояла из следующих элементов (рис. 1): корпуса клапана 1; диафрагмы 2, отделяющей баллон со средой 3 от трассы 4, подводящей среду к инжекторам модели; электрической схемы, синхронизирующей начало подачи среды в модель с началом разряда конденсаторной батареи C_1 в форкамере трубы. Работала система таким образом. Перед опытом с моделью баллон 3 накачивался газообразной средой. Среда отделялась от инжекторов модели диафрагмой 2. Непосредственно перед опытом одновременно с зарядкой конденсаторной батареи C_1 импульсной трубой заряжался конденсатор $C_2 = 100$ мкФ до напряжения $\sim 1,8$ кВ. Полость 5 заполнялась водой. В момент запуска трубы ток разряда конденсаторной батареи C_1 индуцировал в катушке 6 ЭДС, которая запускала лампу 7 (ИПФ-1000), служащую включателем цепи конденсатора C_2 . Конденсатор C_2 разряжался через воду полости 5, создавая в ней электрогидравлический взрывной эффект [11]. Развивающееся при этом давление толкало плунжер 8, который разрезал диафрагму 2, и сжатая газообразная среда через трассу 4 подводилась к инжекторам модели. Объем баллона 3 выбирался из условия обеспечения заданного закона подачи газообразной среды в модель и в разных моделях для условий испытания в трубе ИТ-301 составлял 90–200 см³. Проведенные исследования по подаче газообразного водорода и воздуха в модели показали, что время от начала разряда конденсаторной батареи C_1 в форкамере трубы до начала истечения газа через инжекторы модели составляло 1,5–2,5 мс в зависимости от объема трассы 4 (2–15 см³) с разбросом от опыта к опыту $\sim 0,5$ мс. Разработанная система полностью удовлетворяла требованиям испытания аэродинамических моделей с горением в установках кратковременного режима работы.

Расход газообразной среды в модель m_r определялся по известной зависимости давления $p_0 = f(\tau)$ в баллоне, записывавшейся на шлейфовом

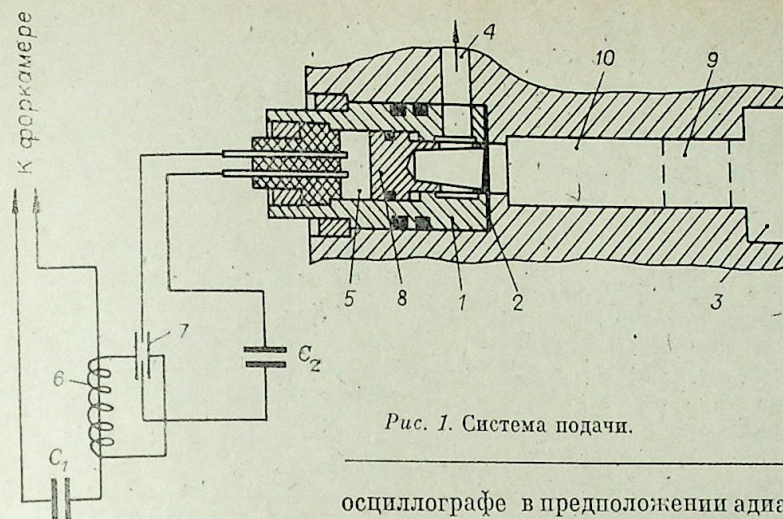


Рис. 1. Система подачи.

осциллографе в предположении адиабатического истечения из замкнутого объема,

$$m_r = \frac{V_0}{R_r T_0(\tau_n) \kappa_r} \left[\frac{p_0(\tau)}{p_0(\tau_n)} \right]^{\frac{1-\kappa_r}{\kappa_r}} \frac{dp_0(\tau)}{d\tau},$$

где R_r , κ_r — газовая постоянная и показатель адиабаты впрыскиваемой газовой среды; V_0 — объем баллона вместе с объемом подводящей трассы 4; $p_0(\tau_n)$, $T_0(\tau_n)$ — давление и температура газовой среды в момент начала контролируемого истечения. Время $\tau_n \approx 1,5$ – $2,5$ мс и состояло в основном из времени наполнения подводящей трассы 4 после разрыва диафрагмы 2. При этом в момент заполнения подводящей трассы 4 первоначальное давление накачки в баллоне 3 несколько падало и перед началом контролируемого истечения составляло величину $p_0(\tau_n) < p_0(n)$. На рис. 2, где приведены типичные осциллограммы записи ряда параметров при испытании аэродинамических моделей с горением, кривая 1 показывает изменение давления $p_0(\tau)$ водорода во встроеном в модель баллоне $V_0 = 90$ см³ в течение работы трубы, 2 — τ_n , 3 — $p_0(n)$, 4 — $p_0(\tau_n)$.

Для нахождения производной $\frac{dp_0(\tau)}{d\tau}$ кривая 1 с точностью до 1% аппроксимировалась выражением

$$p_0(\tau) = p_0(\tau_n) \cdot e^{-[a_1(\tau-\tau_n) + a_2(\tau-\tau_n)^2]}.$$

В случае подачи в модель жидкой среды в канале устанавливался поршень 9 (см. рис. 1, в опытах с газообразной средой поршень отсутствовал). Перед опытом пространство 10 заполнялось жидкостью. После

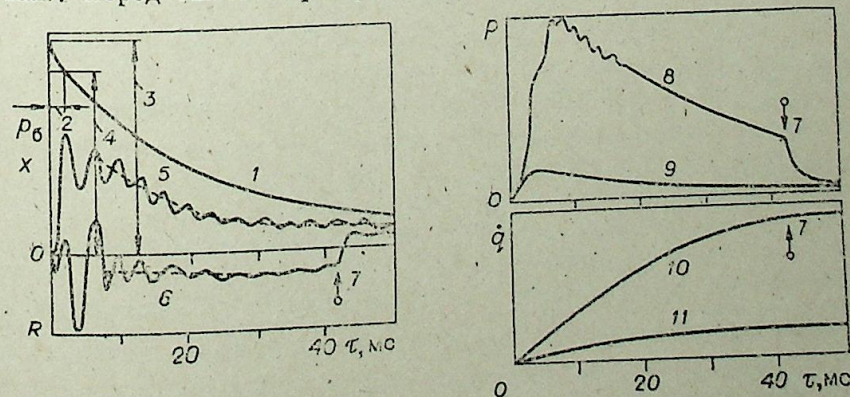


Рис. 2. Типичные осциллограммы записи параметров. 1 — давление в баллоне подачи; 5, 6 — силы, действующие на модель; 8, 9 — давление во внутренней трассе модели; 10, 11 — изменение температуры внутренней стенки модели.

разрыва диафрагмы 2 жидкость через трассу 4 вытеснялась к инжекторам модели. Расход жидкости $m_{ж}$ вычислялся двумя способами. При известном коэффициенте расхода μ инжекторов $m_{ж} = \mu \cdot S_{и} \sqrt{2\rho_{ж} \cdot (p_{ж} - p_{м})}$, (где $S_{и}$ — площадь инжекторов; $\rho_{ж}$, $p_{ж}$ — плотность и давление жидкости; $p_{ж}(\tau) \approx p_0(\tau)$; $p_{м}$ — давление в модели в районе инжекторов), либо в предположении равномерного движения поршня

$$m_{ж} = \rho_{ж} \cdot V_{ж} / \tau_{ист},$$

(где $V_{ж}$ — объем пространства 4; $\tau_{ист}$ — время движения поршня от одного крайнего положения до другого, определяемое по осциллограмме $p_{ж}(\tau)$). В опытах с пластиной [3, 7] расход жидкости, вычисленный двумя способами, совпадал с точностью до 5%. На время $\tau_{и}$ объем трассы 4 влияет значительно больше, чем в случае газообразной среды. При объеме трассы 4 1–2 см³ $\tau_{и} \approx 1,5 \div 2,5$ мс для разных жидкостей (вода, спирт, ацетон).

СИЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Динамический характер приложения нагрузок к модели является серьезной трудностью при проведении весовых измерений в импульсных трубах: Определить силы, приложенные к модели, можно тремя способами: измеряя перемещение модели, измеряя ускорение модели или измеряя деформацию чувствительного элемента, пропорциональную приложенной силе.

Сложная зависимость от времени полной силы $F(\tau)$, прикладываемой к моделям с горением, накладывает чрезвычайно высокие требования к регистрации перемещений модели при использовании метода свободного перемещения [12], а ступенчатый характер нагружения в ряде испытаний (при срыве пламени, скачкообразном смещении различных отрывных зон и т. д.) делает этот метод трудноприспособляемым для исследования силовых зависимостей на моделях с горением. Вопросы измерения ускорений по заданному направлению в импульсных трубах в настоящее время слабо изучены и требуют специальных проработок. Поэтому был выбран метод определения сил путем измерения деформации чувствительного элемента с помощью аэродинамических тензометрических весов.

Из дифференциального уравнения, описывающего деформацию чувствительного элемента [13]

$$m \frac{d^2x}{d\tau^2} + \eta \frac{dx}{d\tau} + cx = F(\tau),$$

получается выражение динамической погрешности

$$\delta = \frac{m}{c} \frac{d^2x}{d\tau^2},$$

где m — масса модели; x — деформация чувствительного элемента, связанная функциональной зависимостью с искомой силой $F(\tau)$; c — жесткость всей системы (модель, державка, весы); η — коэффициент внутреннего трения системы, пропорциональный $\frac{dx}{d\tau}$. Видно, что уменьшение δ возможно либо за счет уменьшения m , либо за счет увеличения c . Уменьшение массы модели с горением до 30–200 г, обычной при использовании тензовесов в импульсных трубах [14, 15], невозможно из-за большого количества систем в модели и высокого давления сред (до 20–30 МПа). Применение же тензодатчиков на основе кремния [16] позволило повысить жесткость всей системы до $\sim 1 \frac{\Gamma\text{Н}}{\text{м}}$ при диапазоне нагрузок на модель с горением от +1 кН (сопротивление) до -0,7 кН (тяга).

На рис. 3 показана схема внемодельных однокомпонентных тензовесов, использованных для измерения сопротивления и тяги на моделях с горением [2]: 1 — упругий элемент; 2 — упругий шарнир; 3 — шток

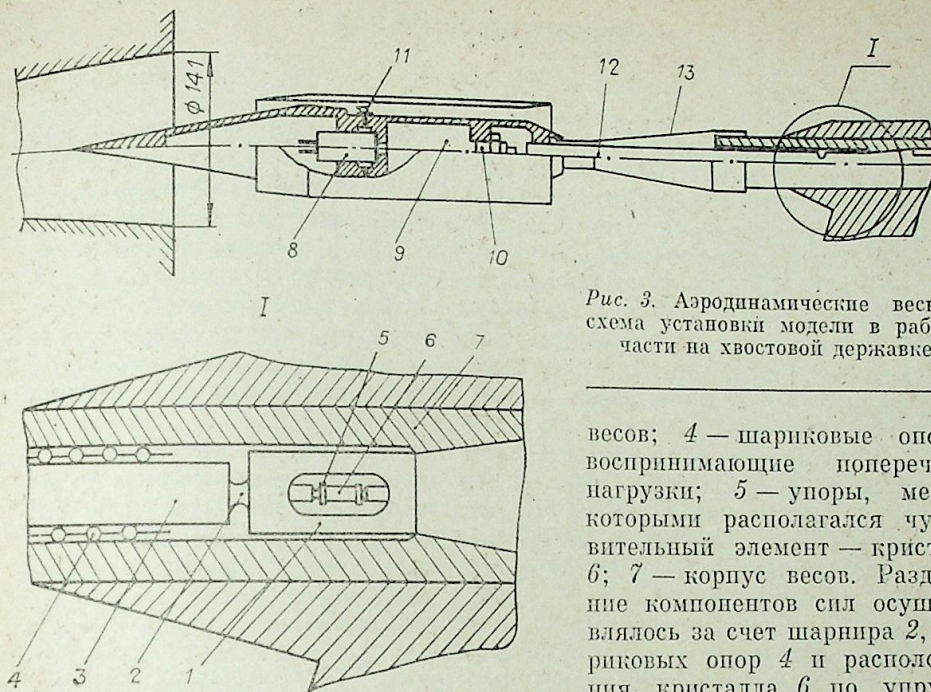


Рис. 3. Аэродинамические весы и схема установки модели в рабочей части на хвостовой державке.

весов; 4 — шариковые опоры, воспринимающие поперечные нагрузки; 5 — упоры, между которыми располагался чувствительный элемент — кристалл 6; 7 — корпус весов. Разделение компонентов сил осуществлялось за счет шарнира 2, шариковых опор 4 и расположения кристалла 6 по упругой линии элемента 1. Возможность

измерения тяги обеспечивалась за счет предварительного сжатия кристалла между упорами 5.

Поскольку измерения сил в импульсной трубе проводились в переходном режиме всей колебательной системы модель — державка — весы, важное значение приобретали вопросы тарировки и сходимости испытаний по эталонным моделям. Статическая тарировка весов осуществлялась обычным нагружением. Линейность измерительного канала (модель — весы — усилитель — регистратор) в процессе динамического нагружения проверялась ступенчатой разгрузкой весов при крутизне фронта разгрузки ~ 40 мкс с помощью устройства, обеспечивающего предварительное нагружение весов до 1 кН. Сходимость по эталонным моделям осуществлялась путем контрольных опытов: при $M_n > 7$ с моделью шара диаметром 100 мм, $m \approx 4,5$ кг; при $M_n \approx 5$ с помощью модели НВ-2 диаметром 20 мм [17]. Отклонение результатов измерения сопротивления C_x контрольных моделей от литературных данных составляло не более 3–4%. Таким образом, весовые измерения осуществлялись по цепочке: статическая и динамическая тарировка весов — испытание контрольной модели — измерение силовых характеристик исследуемой модели с горением — испытание контрольной модели — статическая и динамическая тарировка весов. Это позволяло избежать грубых и систематических ошибок в определении X и R модели.

На рис. 2 приведены типичные осциллограммы записи продольной силы, действующей на модель, описанную в работе [2]: силы сопротивления X при отсутствии подачи водорода в модель (кривая 5), и силы тяги R при подаче в модель водорода с коэффициентом избытка воздуха $\alpha = 1,7$ (кривая 6). Видно, что при подаче водорода в модель луч осциллографа отклонялся в другую сторону от нулевой линии, т. е. весы регистрировали тягу. Осреднение колебательного процесса весовой системы (штриховая линия) позволило получить значения $X(\tau)$ и $R(\tau)$ в процессе эксперимента. Из рис. 2 также видно, что чувствительность весов достаточно высока: весы регистрировали момент срыва (стрелка 7) втекания воздуха в модель, при котором сила, действующая на модель, почти ступенчато изменялась от тяги R до сопротивления модели, так как при срыве втекающего воздуха в модель происходил срыв горения водорода в модели, хотя водород продолжал поступать в модель.

Измерение давления в моделях с горением представляет сложный в методическом плане вопрос из-за наличия воздействий, которые могут исказить регистрируемый сигнал, таких как тепловые нагрузки на датчики, электромагнитные помехи при срабатывании электрогидравлического клапана и поджигающих устройств в модели, загрязнения пневмотрасс продуктами сгорания подаваемых в модель сред, ударных нагрузок, при которых чувствительный элемент датчиков начинает работать как виброизмеритель и т. д. Кроме того, наличие на моделях большого числа измерительных каналов давления, имеющих разную, порой на порядок отличающуюся чувствительность, вызывает дополнительные трудности с тарировкой каждого канала.

В качестве основного типа датчиков, применяющихся при измерении давлений, меньших 1 МПа, на моделях с горением, использовались индуктивные датчики типа ДМИ [18]. Датчики в зависимости от рабочего диапазона группировались в контейнеры, которые располагались в модели (или вне модели) так, чтобы длина пневмотрасс с внутренним диаметром 1—2 мм не превышала 5—6 см. В этом случае динамической погрешностью за счет инерционности пневмотрасс можно пренебречь [19]. Изогнутая дренажная трубка необходима для защиты мембраны датчиков от тепловых потоков и предохранения внутренней полости датчика от попадания вырывающихся в модель сред и продуктов их сгорания. Расположение датчиков в контейнерах также защищало их от электромагнитных помех. Поскольку датчики ДМИ измеряли перепад давления, к каждой группе датчиков подводилась своя трасса опорного давления, величина которого находилась в пределах ожидаемых максимальных давлений. Система с подачей опорного давления большего или равного измеряемому давлению существенно упрощала процедуру тарировки расположенных в модели датчиков, особенно при большом их количестве. Для измерения давлений больших 1 МПа, использовались индуктивные датчики типа ДДИ-20, располагавшиеся вне модели.

На рис. 2 приведены осциллограммы записи давления во внутреннем тракте модели при сжигании в ней водорода с $\alpha \approx 1,7$ (кривая 8) и в той же точке внутреннего тракта, когда водород в модель не подавался (кривая 9). Видно, что в процессе эксперимента один и тот же датчик должен измерять давления, отличающиеся в десятки раз. Как правило, чувствительность и частотный диапазон упомянутых датчиков давления достаточны, чтобы зафиксировать в моделях с горением и колебательный процесс, и резкое изменение давления, связанное со ступенчатым изменением рабочего процесса, например погасанием пламени (см. кривую 8 на рис. 2), где стрелка 7 характеризовала момент погасания пламени водорода в модели.

Погрешность измерения давлений в импульсном режиме сильно зависела от характеристик применяемой усилительной и регистрирующей аппаратуры, длины пневмотрасс, соединяющих датчики давления с дренажными отверстиями, и включала погрешность регистрации с осциллограмм ϵ_p , погрешность из-за инерционности пневмотрасс ϵ_n , погрешность за счет взаимовлияния каналов $\epsilon_{вв}$, погрешность за счет нелинейности тарировочной кривой ϵ_τ , частотную погрешность аппаратуры ϵ_a . В опытах на моделях с горением $\epsilon_p = 1-3\%$ при отклонении луча осциллографа на 50—15 мм, величина $\epsilon_n \approx 0$, так как пневмотрассы имели длину не более 50 мм при диаметре дренажной трубки ~ 2 мм, и, кроме того, возможна корректировка путем динамической тарировки пневмотрасс [6, 19], $\epsilon_{вв} \approx \epsilon_\tau \approx \epsilon_a \approx (0,6 \div 1)\%$. Суммарная погрешность измерения давления в опытах на моделях с горением составляла

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon_p^2 + \epsilon_n^2 + \epsilon_{вв}^2 + \epsilon_\tau^2 + \epsilon_a^2} \approx (1,5 - 4)\%.$$

На рис. 4 изображен калориметрический датчик для определения тепловых потоков в стенке модели с горением. Датчик состоял из медного калориметра 1, закрепленного через теплоизолятор 2 в корпус 3. К калориметру приварены провода 4 толщиной 30 мкм хромелькопелевой термопары. Датчик загерметизирован теплоизоляционным эпоксидным компаундом 5. Применение для определения тепловых потоков калориметрических датчиков термопарного типа с относительно высоким уровнем выходного сигнала ~ 7 мВ на 100°C (для хромель-копелевых термопар) дало возможность использовать в экспериментах безусилительную схему для регистрации ЭДС термопары непосредственно гальванометром шлейфового осциллографа [6]. Применение чувствительных низкочастотных гальванометров-вставок с собственной частотой 80—300 Гц для регистрации температуры в экспериментах на импульсной трубе обосновано в работе [20]. Величина удельного теплового потока \dot{q} рассчитывалась по формуле $\dot{q} = \frac{mc}{S} \cdot \frac{dT}{d\tau}$, где m , c — масса и теплоемкость калориметра; S — площадь

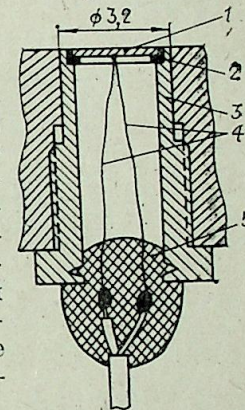


Рис. 4. Датчик теплового потока.

поверхности калориметра, обращенная к потоку. Производная $\frac{dT}{d\tau}$ определялась из экспериментальной зависимости температуры калориметра от времени $T = f(\tau)$, записываемой в процессе опыта на шлейфовый осциллограф.

На рис. 2 приведены типичные кривые изменения температуры калориметра датчика, расположенного во внутреннем тракте модели, при сжигании в нем водорода с $\alpha \approx 1$ (кривая 10), и при отсутствии подачи водорода в модель (кривая 11). Видно, что уровень удельных тепловых потоков \dot{q} в стенке модели при горении в 5—6 раз выше, чем при отсутствии горения в модели. Датчик теплового потока хорошо реагировал на прекращение горения в тракте модели: темп изменения температуры калориметра резко уменьшался, после того как в модели прекращалось горение водорода (стрелка 7 к кривой 10). Следует отметить очень высокий уровень тепловых потоков к стенкам моделей с горением в экспериментах на импульсной трубе. При $T_0 = 1000-2000$ К, $p_0 = 70-7$ МПа величины \dot{q} при сжигании в моделях водорода с $\alpha = 0,5-1,5$ составляли 2—10 МВт/м².

Погрешность измерения удельных тепловых потоков в стенке модели с горением при наличии статической тарировки канала термопара — гальванометр и отсутствии динамической тарировки датчика тепловых потоков определялась в основном сдвигом сигнала из-за применения низкочастотных гальванометров 80—300 Гц [6]. Если погрешность нахождения производной $\frac{dT}{d\tau}$ из осциллограмм записи температуры калориметра $T = f(\tau)$ не превышала $\pm 5\%$, то суммарная погрешность определения удельного теплового потока \dot{q} находилась в пределах 15—20%. При динамической тарировке датчика [20] эта погрешность может быть снижена до $\sim 10\%$.

РАСПОЛОЖЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ С ГОРЕНИЕМ В РАБОЧЕЙ ЧАСТИ ТРУБЫ

На рис. 3 приведена схема аэродинамической модели с горением для испытаний при $M_n > 7$. Размеры модели были достаточными для размещения в ней клапана подачи 8, запаса газообразного водорода 9 и датчика 10 для измерения давления $p_0(\tau)$ в баллоне водорода. Модель пред-

ЛИТЕРАТУРА

- Osgerby J. T., Smithson H. K., Wagner D. A. Development of a Double-Obligue-Shock Scramjet Model in a Shock Tunnel.— J. Aircraft, 1970, v. 8, № 4.
- Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование работы двухрежимной камеры сгорания при дозвуковом режиме подвода тепла.— В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982.
- Баев В. К., Бошнятов Б. В., Пронин Ю. А., Шумский В. В. Экспериментальное исследование воспламенения водорода, вдуваемого в сверхзвуковой поток горячего воздуха.— В кн.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979; Или же. Исследование впрыска жидкости в сверхзвуковой поток высокоэнтальпийного газа.— ФГВ, 1981, т. 17, № 3.
- Гилязетдинов Б. И., Затолока В. В., Ярославцев М. И. Испытания воздухозаборника в гиперзвуковой импульсной аэродинамической трубе с измерениями давления и расхода.— В кн.: Газодинамика и физическая кинетика. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1974.
- Лашков А. И., Никольский А. А. Волновой запуск сверхзвукового диффузора.— Инженерный журнал, 1962, т. 2, вып. 1.
- Королев А. С., Бошнятов Б. В., Друкер П. Г., Затолока В. В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука, 1978.
- Баев В. К., Пронин Ю. А., Шумский В. В. Самовоспламенение жидких веществ в сверхзвуковом потоке воздуха.— ФГВ, 1982, т. 18, № 4.
- Современная техника аэродинамических исследований при гиперзвуковых скоростях. М.: Машиностроение, 1965.
- Шумский В. В. Методические вопросы обтекания пластины коническим потоком.— В кн.: III Всесоюзная школа по методам аэродинамических исследований. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982.
- William J. C., Minh L. Transition in the shock — induced insteady boundary layer on a flat plate.— Proc. of the 11 Int. Simp. on Shock Tubes and Waves, 1977.
- Юткин А. А. Электрогидравлический эффект. М.— Л.: Машиз, 1955.
- Дмитриев В. А., Затолока В. В., Звегинцев В. И. Весовые испытания тяжелых моделей в импульсной аэродинамической трубе.— Изв. СО АН СССР, 1978, № 3, Сер. техн. наук, вып. 1.
- Макаров Р. А. Тензометрия в машиностроении. М.: Машиностроение, 1975.
- Эрхарт В., Байнум Д. Измерительное оборудование гиперзвуковой импульсной трубы.— В кн.: Техника гиперзвуковых исследований. М.: Мнр, 1964.
- Антонов А. С., Гуынько Ю. П. и др. Измерения коэффициента лобового сопротивления и тепловых потоков на эталонных моделях в импульсной трубе ИТ-301.— В кн.: Аэродинамические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1973.
- Белюсов С. В., Голод В. В., Пронин Ю. А., Ярославцев М. И. Весовые испытания тяжелых моделей в импульсном режиме при гиперзвуковых скоростях.— В кн.: Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978.
- Ceresuela R. Maquettes etalons NB. 1, et NB. 2 caracteristiques aerodynamiques mesurees dans les souffleries de l'ONERA de Mach 2 d Mach 16,5.— Note Technique ONERA, 1968, N 123.
- Петуши А. Н. Методы и техника измерений параметров газового потока. М.: Машиностроение, 1972.
- Затолока В. В., Звегинцев В. И. Об измерении быстроменяющихся давлений с применением пневмотрасс.— В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975.
- Бошнятов Б. В., Ярославцев М. И. Многоканальные измерения тепловых потоков в аэродинамических установках кратковременного действия.— В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.

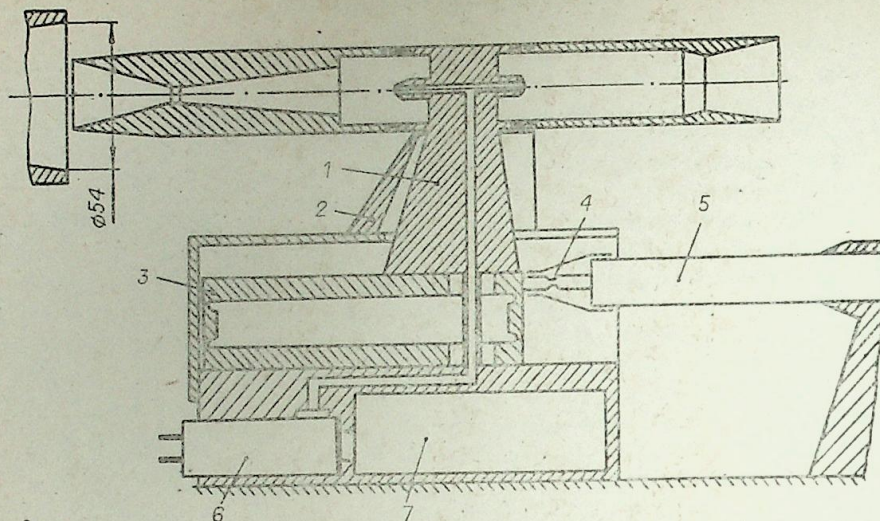


Рис. 5. Схема установки модели в рабочей части трубы на боковой державке.

ставляла собой комбинацию воздухозаборного устройства, камеры, в которую через инжекторы 11 подавался газообразный водород, и сопла для расширения продуктов сгорания. Модель устанавливалась в рабочей части трубы на хвостовой державке 12, которая соединялась со штоком весов 3. От воздействия потока воздуха державка и весы защищались обтекателем 13. Внутри державки проходили провода от датчика давления и электрогидравлического клапана.

Приведенная на рис. 3 модель предназначалась для проведения весовых измерений, т. е. основными параметрами, подлежащими измерению, являлись продольная сила (X или R) и расход газа m_g через модель. Поэтому наружная обечайка выполнялась цилиндрической и по возможности более тонкой с тем, чтобы до минимума свести внешнюю аэродинамическую силу. Для измерения давлений и тепловых потоков во внутреннем тракте модели весовая обечайка заменялась на более толстую с дренажными отверстиями и датчиками тепловых потоков. При этом параметрами, подлежащими измерению, являлись давление и тепловые потоки, а силовые измерения не проводились. Типичные осциллограммы давлений и сил, полученных на этой модели, приведены на рис. 2 (кривые 1, 5, 6, 8, 9).

В случае, если объема самой модели не хватает для размещения в ней систем измерения, использовалась схема установки модели на боковом пилоне 1, закрытом обтекателем 2 (рис. 5). При этом силы, действующие на модель, передавались на параллелограмм 3, верхняя платформа которого через шарнир 4 соединялась со штоком аэродинамических весов. Клапан 6 и запас газообразной среды 7 располагались вне модели — подача газа осуществлялась через пилон. На рис. 5 приведена весовая конструкция модели с горением, состоящая из воздухозаборного устройства полного внутреннего сжатия, камеры сгорания и сопла для расширения продуктов сгорания. Для измерения давления и тепловых потоков обечайки модели могут заменяться другими с дренажными отверстиями и датчиками тепловых потоков. На рис. 2 приведены осциллограммы теплового потока в стенки одной из моделей, испытывавшейся на боковой державке (кривые 10 и 11).

Таким образом, конструкции разработанных систем подачи, аэродинамических весов и комплексов измерения давления и тепловых потоков позволяют испытывать в кратковременном режиме разнообразные модели с горением при различных взаимных положениях сопла трубы, моде-

УДК 533.601.312

В. М. КОВАЛЕНКО, Н. М. БЫЧКОВ,
Г. А. КИСЕЛЬ, Н. Д. ДИКОВСКАЯ

ОБТЕКАНИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ
И НЕПОДВИЖНОГО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА
ВБЛИЗИ ПЛОСКОГО ЭКРАНА

Сообщение 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБТЕКАНИЯ НЕПОДВИЖНОГО ЦИЛИНДРА

Экспериментальное исследование поперечного обтекания кругового цилиндра вблизи экрана проведено в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 на критическом и близких к нему режимах [1]. На цилиндре диаметром 0,15 м измерялись давление и его пульсации при различных угловых положениях φ приемного отверстия (диаметром 1 мм) относительно набегающего потока. Угол φ отсчитывался от передней критической точки цилиндра против часовой стрелки, если набегающий поток рассматривать направленным слева, а экран расположен под цилиндром.

Для измерений применялся индуктивный датчик типа ДМИ с диапазоном давлений $p = \pm 0,1$ кг/см². Датчик соединялся с приемным отверстием хлорвиниловой трубкой с внутренним диаметром 3 мм и длиной ~400 мм. Сигнал от датчика подавался через усилитель ИД-2И на шлейфовый осциллограф Н-117 и записывался на ленте синхронно с силами Y или X, измеряемыми с помощью тензочувствительных весов. По результатам измерения мгновенных значений давления за некоторый промежуток времени в различных точках φ на поверхности цилиндра определены средние значения коэффициента давления с учетом поправок на загромождение потока [1], а также максимальные амплитуды и доминирующие частоты пульсаций давления.

Распределение давления на поверхности цилиндра. Общий характер обтекания кругового цилиндра и соответствующие изменения коэффициентов аэродинамических сил можно выяснить, рассмотрев распределение коэффициента статического давления \bar{p} по его окружности. На рис. 1 представлены примеры распределения $\bar{p}(\varphi)$ по поверхности одиночного цилиндра ($\bar{h} = 2,8$) и на рис. 2-4 — по цилиндру в присутствии экрана на относительных расстояниях до него $\bar{h} = 0,33, 0,13$ и $0,01$ в диапазоне чисел $Re = (2 \div 6) \cdot 10^5$. На этих графиках вертикальными черточками показаны отклонения коэффициента давления от его среднего значения, вычисленные по максимальной амплитуде пульсаций давления.

Известно, что вся область обтекания кругового цилиндра делится по числам Рейнольдса на четыре качественно отличающихся режима: докритический, критический, закритический и сверхкритический [2-6]. Такое разделение проводится по виду распределения давления, зависимостям коэффициента сопротивления и углов отрыва от числа Re . Отметим, однако, что четкие границы между этими режимами выделить трудно, к тому же в самом качественном определении режимов нет единообразия [2, 3, 5].

Полученные в данных опытах распределения давления для одиночного цилиндра разделяются на три типа, соответствующие первым трем

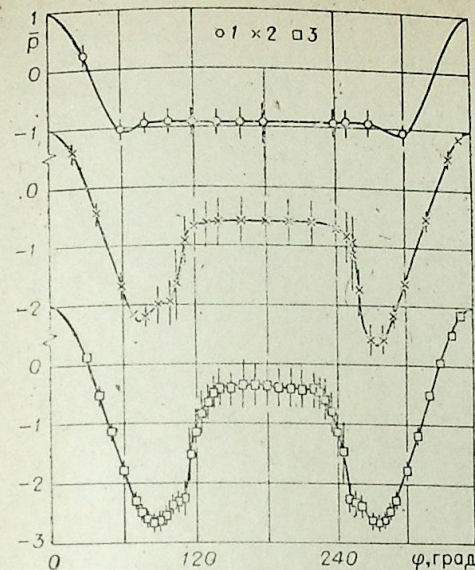


Рис. 1. Распределение давления на поверхности одиночного цилиндра.
1 — $Re = 2 \cdot 10^5$, докритический режим обтекания; 2 — $Re = 4 \cdot 10^5$, критический режим; 3 — $Re = 6 \cdot 10^5$, закритический режим; | — максимальная амплитуда колебаний p .

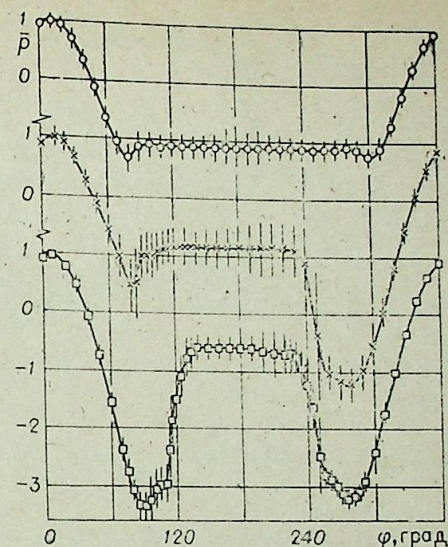


Рис. 2. Распределение давления на цилиндре в присутствии экрана ($\bar{h} = h/d = 0,33$).
Обозначения см. на рис. 1.

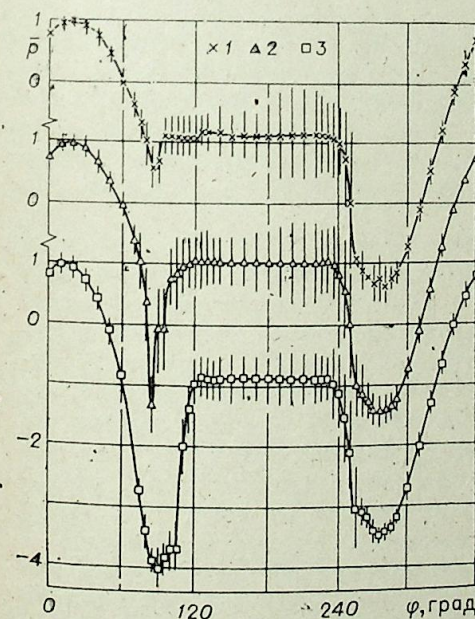


Рис. 3. Распределение давления на цилиндре в присутствии экрана ($\bar{h} = 0,13$).
1 — $Re = 4 \cdot 10^5$, 2 — $Re = 5 \cdot 10^5$, 3 — $Re = 6 \cdot 10^5$.

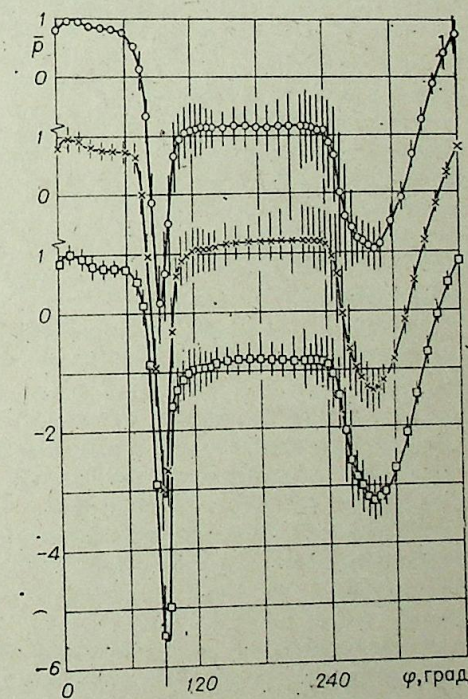


Рис. 4. Распределение давления на цилиндре в присутствии экрана ($\bar{h} = 0,01$).
Обозначения см. на рис. 1.

названным режимам обтекания (см. рис. 1). В частности, для второго и третьего типов характерно наличие так называемых «отрывных пузырей», что проявляется в образовании «полочек» на кривой распределения давления при углах φ , находящихся между минимумом давления и окончательным отрывом пограничного слоя.

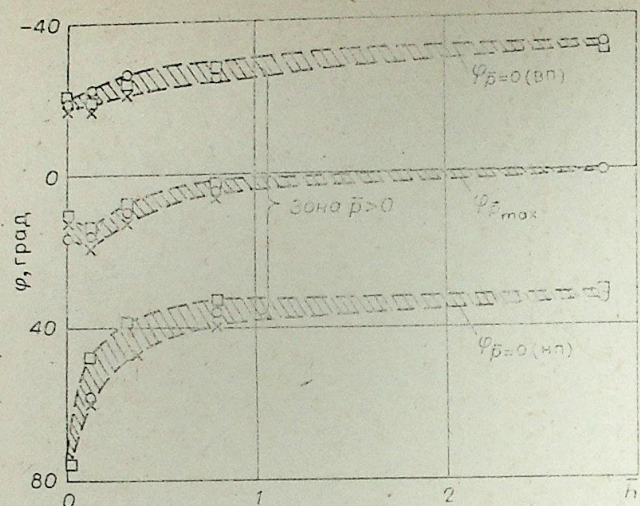
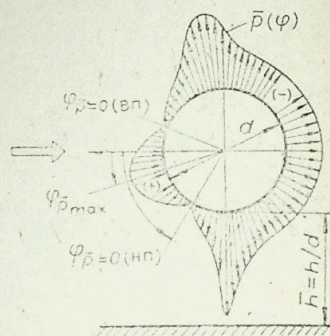


Рис. 5. Зона положительного коэффициента давления и продолжение передней критической точки на цилиндре.

Обозначения см. на рис. 1.



При наличии экрана картина распределения давления на цилиндре изменяется тем сильнее, чем меньше расстояние между ними. Прежде всего можно отметить смещение при всех указанных режимах зоны положительного коэффициента давления на фронтальной поверхности цилиндра от симметричного положения вниз, в сторону экрана, а начиная с $\bar{h} = 0,33$ — смещение и расширение ее за счет более сильного сдвига точки нулевого коэффициента давления $\varphi_{\bar{p}=0}$ на нижней поверхности цилиндра (рис. 5). При этом смещается и передняя критическая точка на цилиндре $\varphi_{\bar{p}_{\max}}$ в сторону пластины вплоть до $\varphi = 12 \div 20^\circ$ — в зависимости от числа Рейнольдса.

Отмеченные явления характеризуют поворот общей картины распределения давления вокруг оси цилиндра по мере приближения к нему экрана (см. схему на рис. 5). При этом происходит и качественное изменение типов распределения $\bar{p}(\varphi)$ при фиксированных числах Re.

На относительных расстояниях $\bar{h} = 0,8$ и выше сохраняются отмеченные три типа распределения $\bar{p}(\varphi)$ в тех же интервалах числа Re, что и для одиночного цилиндра.

При $\bar{h} = 0,33$ и $0,13$ в диапазоне чисел $Re = (2 \div 3) \cdot 10^5$ сохраняется первый тип распределения, соответствующий докритическому режиму обтекания (см. рис. 2). При числе $Re = 4 \cdot 10^5$ обтекание цилиндра качественно изменилось. На верхней поверхности, как и в случае одиночного цилиндра, наступил критический режим, в то время как на ближней к пластине поверхности цилиндра величина минимума давления, его положение и азимут точки отрыва ($\varphi_{\text{отр}} = 89^\circ$ и 94° соответственно для $\bar{h} = 0,33$ и $0,13$) все еще являются характерными для докритического режима обтекания (см. рис. 2, 3). Таким образом, в этих условиях реализуется комбинация докритического и критического режимов. При числе $Re = 5 \cdot 10^5$ и $\bar{h} = 0,13$ (см. рис. 3) наблюдается другая комбинация — критического на нижней и закритического на верхней поверхностях цилиндра. Видно, что при комбинированных режимах обтекания цилиндра асимметрия в распределениях давления наиболее значительна.

Затягивание по числам Re смены режимов обтекания на ближней к экрану стороне цилиндра при относительно малых расстояниях, т. е. повышение числа Re перехода пограничного слоя на этой стороне цилиндра, можно объяснить влиянием значительного отрицательного градиента давления, который возникает во входной части канала, образующегося между цилиндром и экраном.

При $Re = 5 \cdot 10^5$, $\bar{h} = 0,33$ и $Re = 6 \cdot 10^5$, $\bar{h} = 0,33$ и $0,13$ типы распределения давления соответствуют закритическому режиму.

Тип распределения давления при минимальном расстоянии $\bar{h} = 0,01$ (см. рис. 4) во всем диапазоне чисел Re одинаков и отличается от всех

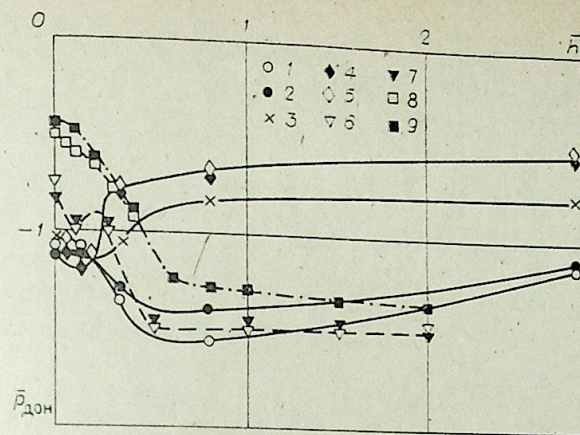


Рис. 6. Зависимость коэффициента донного давления на цилиндре от расстояния до экрана.

	Re	d/H	delta/d	epsilon[%]	
1	$2 \cdot 10^5$	0,15	~0,03	0,04	Данные испытания
2	$3 \cdot 10^5$				
3	$4 \cdot 10^5$				
4	$5 \cdot 10^5$				
5	$6 \cdot 10^5$				
6	$0,15 \cdot 10^5$	0,11	0,2	нет данных	по [7]
7	$0,9 \cdot 10^5$				
8	$0,25 \cdot 10^5$				
9	$0,4 \cdot 10^5$	0,019	0,8	0,2	по [8]

Здесь H — высота рабочей части аэродинамической трубы, delta — толщина пограничного слоя на экране, epsilon — степень турбулентности потока.

предшествующих: зона повышенного давления смещена в сторону экрана до $\varphi = 75^\circ$, резко увеличились максимальные значения отрицательных коэффициентов давления на нижней поверхности цилиндра, точки отрыва практически неизменны по числам Re ($\varphi_{\text{отр}} \approx \pm 120^\circ$). При этом сохраняется значительная асимметрия распределения давления во всем диапазоне чисел Re. Если отсчитывать углы отрыва на цилиндре вблизи экрана от фактической критической точки (см. рис. 5), то они составят на верхней поверхности $\varphi_{\text{отр}}^* = 135 \div 137^\circ$, что характерно для закритического режима, а на нижней — $\varphi_{\text{отр}}^* = 100 \div 105^\circ$ (см. рис. 7). Можно предполагать, что на нижней поверхности пограничный слой оторвался также в турбулентном состоянии.

Таким образом, отличие режима обтекания цилиндра при $\bar{h} = 0,01$ не только в том, что на ближней к экрану стороне цилиндра наблюдается противоположный ранее описанному эффект — ускорение перехода пограничного слоя, но и в том, что и на дальней стороне при числах $Re = (2 \div 3) \cdot 10^5$, при которых для других расстояний пограничный слой отрывался в ламинарном состоянии, произошла ранняя турбулизация пограничного слоя и реализовался соответствующий этому режим обтекания.

На рис. 6 приведены зависимости коэффициента донного давления $\bar{p}_{\text{дон}} = f(\bar{h}, Re)$ без поправки на загромождение. Видно, что при расстояниях $\bar{h} \geq 0,4$ коэффициент $\bar{p}_{\text{дон}}$ на докритических режимах, как и для одиночного цилиндра, по абсолютной величине примерно в 2 раза больше, чем на закритических. При этом с уменьшением \bar{h} величины $\bar{p}_{\text{дон}}$ изменяются незначительно. Резкое их изменение наступает в диапазоне $\bar{h} = 0,3 \div 0,4$. При расстояниях $\bar{h} < 0,2$ величина $\bar{p}_{\text{дон}}$ слабо зависит от числа Re и от \bar{h} . На рис. 6 приведены также данные по величинам $\bar{p}_{\text{дон}}$ из работ [7, 8]. Видно, что согласование с данными [7], полученными при близкой степени загромождения рабочей части аэродинамической трубы, трубки (d/H , где H — высота рабочей части аэродинамической трубы), хорошее, за исключением очень малых расстояний. Это вызывается, по-видимому, почти на порядок большим отношением толщины пограничного слоя на экране к диаметру испытываемого цилиндра (δ/d) в [7]. Дан-

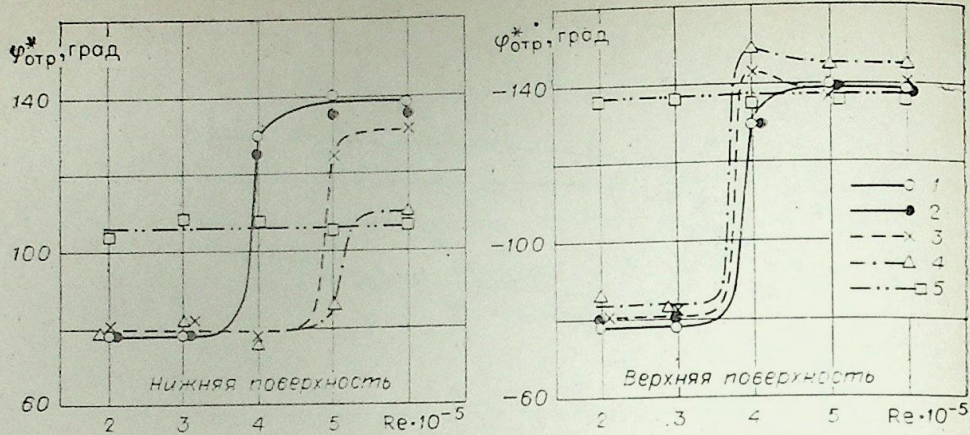


Рис. 7. Углы отрыва пограничного слоя на цилиндре в присутствии экрана, отсчитанные от передней критической точки.
1 — одиночный цилиндр; 2 — $\bar{h}=0,8$; 3 — $\bar{h}=0,33$; 4 — $\bar{h}=0,13$; 5 — $\bar{h}=0,01$.

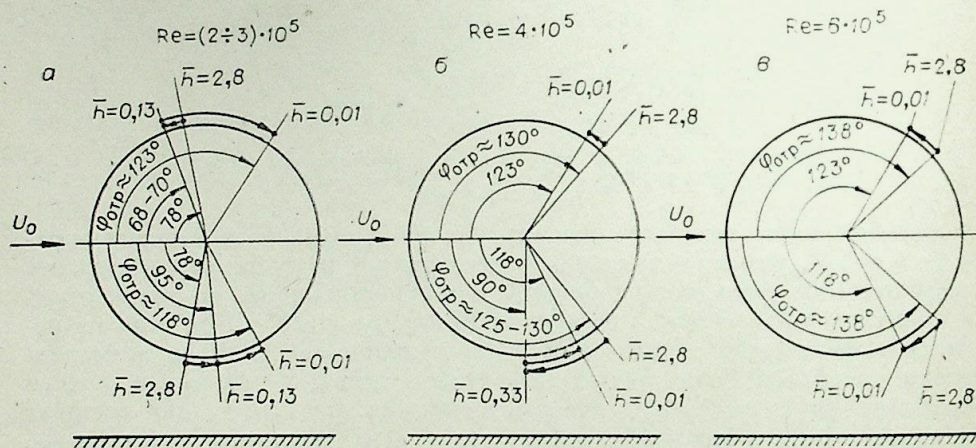


Рис. 8. Эволюция положения точек отрыва на цилиндре при приближении к плоскому экрану.

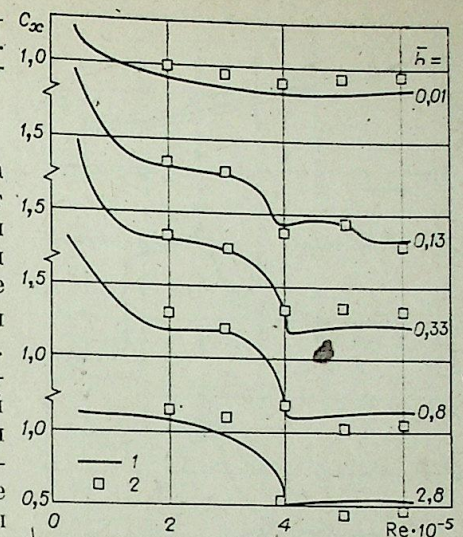
ные [8] получены при значительно меньшей степени загромождения ($d/H = 0,019$), что объясняет меньшие абсолютные значения коэффициента донного давления по сравнению с результатами данных испытаний и работы [7].

Величина $\bar{p}_{дон}$, как известно, отражает характер процессов, происходящих в пограничном слое на поверхности цилиндра [6], и, следовательно, является показателем режима обтекания. Из анализа данных, приведенных на рис. 6, можно сделать уточняющий вывод, что на цилиндре сохраняются отмеченные выше три типа распределения давления по мере приближения его к экрану до расстояний $\bar{h} \approx 0,4$ в тех же интервалах числа Re , что и для одиночного цилиндра.

Отрыв пограничного слоя. В проведенных испытаниях не измерялось касательное напряжение на цилиндре, по распределению которого с достаточной точностью определяется положение точек отрыва. Поэтому углы отрыва находились непосредственно по распределению давления (см. рис. 1—4) с использованием результатов работы [4]. Отклонения в найденных таким образом значениях $\varphi_{отр}$ не превышали $\pm 5^\circ$ в самых неопределенных случаях.

Принимая во внимание смещение передней критической точки на цилиндре с приближением к экрану (см. рис. 5), отсчет углов отрыва от фактического положения критической точки лучше соответствует природе явления и будет более наглядным. В этом случае система

Рис. 9. Коэффициент сопротивления цилиндра в присутствии плоского экрана. 1 — измеренный тензовесами [1], 2 — вычисленный по распределению давления.



отсчета подвижна, по величина угла отрыва в точности отражает длину пути, пройденного потоком по окружности цилиндра до точки отрыва. Полученные в такой системе отсчета зависимости $\varphi_{отр}^*(Re)$ для различных \bar{h} приведены на рис. 7. Видно, что с приближением к экрану углы отрыва на верхней и нижней поверхностях цилиндра смещаются несимметрично. В докритической области чисел Re в большом диапазоне изменения $\bar{h} > 0,1$ фактические углы отрыва остаются почти неизменными, близкими к 80° . В закритической области на верхней поверхности углы отрыва изменяются мало, оставаясь в пределах $135 \div 145^\circ$ во всем диапазоне \bar{h} , а на нижней поверхности изменяются в широких пределах $\varphi_{отр}^* = 105 \div 140^\circ$. Из графиков на рис. 7 следует также, что если для верхней поверхности цилиндра критическое число Re практически не зависит от \bar{h} и равно $4 \cdot 10^5$, то на нижней поверхности при $\bar{h} = 0,33$ и $0,13$ оно сдвинуто до значения $Re \approx 5 \cdot 10^5$. При $\bar{h} = 0,01$ углы отрыва на обеих поверхностях от числа Рейнольдса практически не зависят.

Сложная эволюция положения точек отрыва на цилиндре по мере приближения к экрану и в зависимости от режима обтекания схематично показана на рис. 8. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что при некоторых режимах с уменьшением \bar{h} наблюдается реверс точки отрыва на одной из сторон цилиндра. Анализ результатов, представленных на рис. 6 и 8, позволяет судить о возможном изменении компонентов полной аэродинамической силы, действующей на цилиндр, при различных условиях обтекания.

Аэродинамические силы. По распределению давления на цилиндре были рассчитаны коэффициенты сопротивления давления C_x и подъемной силы C_y в сечении. Данные по сопротивлению показаны на рис. 9. Они хорошо согласуются с результатами весовых измерений полного сопротивления цилиндра [1]. Заметим, что доля сопротивления трения составляет не более 2—3% от сопротивления давления [4].

Коэффициенты подъемной силы, полученные интегрированием распределения давления в сечении цилиндра (рис. 10) и путем измерения сил с помощью тензовесов, качественно согласуются между собой. Наиболее заметные количественные расхождения в величине C_y наблюдаются для одиночного цилиндра в критической области чисел Re , а для цилиндра в присутствии экрана — при малых расстояниях $\bar{h} \leq 0,3$, т. е. в области неустойчивых режимов или при резко выраженной асимметрии обтекания. Отличия результатов, полученных этими методами, объясняются тем, что распределение давления измерялось только в одном сечении, причем на боковой секции цилиндра и за относительно большой отрезок времени, а весовые измерения производились практически мгновенно и при этом они дают суммарный результат для всей центральной секции, имеющей удлинение 1,67.

Измерения сил с помощью тензовесов следует считать более достоверными. В свою очередь, измерения давления позволяют глубже понять физическую сущность исследуемых явлений. В частности, наличие двух ступенек уменьшения C_x и сдвиг максимума C_y до числа $Re \approx 5 \cdot 10^5$ при $\bar{h} = 0,13$ объясняется затягиванием по числу Рейнольдса наступления

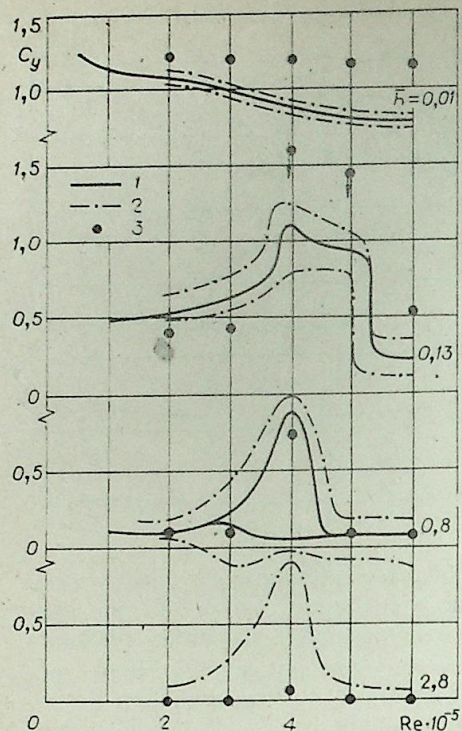


Рис. 10. Коэффициент подъемной силы цилиндра в присутствии экрана.

1 — средние кривые, 2 — границы изменений (1, 2 — измерения тензовесами [1]), 3 — вычисления по распределению давления.

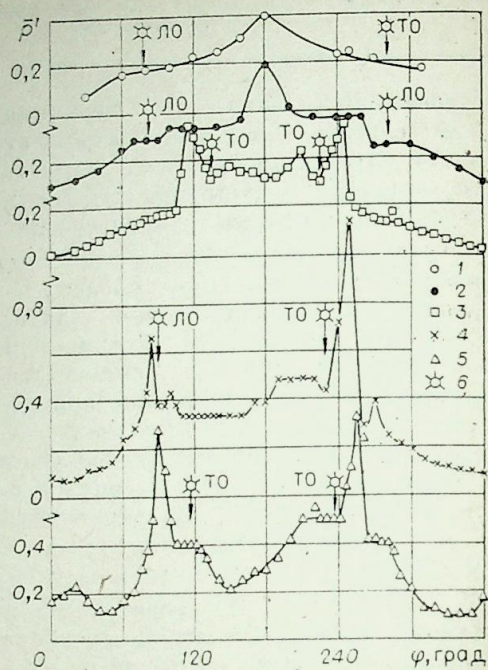


Рис. 11. Примеры распределений коэффициента пульсаций давления по периметру сечения цилиндра.

1 — одиночный цилиндр, $Re = 2 \cdot 10^5$; 2 — $\bar{h} = 0,8$, $Re = 2 \cdot 10^5$; 3 — одиночный цилиндр, $Re = 6 \cdot 10^5$; 4 — $\bar{h} = 0,33$, $Re = 4 \cdot 10^5$; 5 — $\bar{h} = 0,01$, $Re = 6 \cdot 10^5$; 6 — места отрывов пограничного слоя; ЛО — ламинарный отрыв, ТО — турбулентный отрыв.

критического и закритического режимов на нижней стороне цилиндра вследствие поджатия потока в зазоре между цилиндром и экраном (см. также рис. 7).

Пульсации давления на поверхности цилиндра. Для того чтобы правильно прогнозировать величину и характер сил, действующих на цилиндр, необходимо иметь, кроме среднего давления на нем, данные о пульсациях давления на его поверхности.

Экспериментальных данных по пульсациям давления на поверхности поперечно обтекаемого одиночного кругового цилиндра известно очень мало. В работе [9] получено распределение коэффициента пульсаций давления на гладком и шероховатом цилиндре при числах $Re = 1,1 \cdot 10^5$ и $2,4 \cdot 10^5$, являющихся соответственно докритическим и критическим режимами для условий испытаний в аэродинамической трубе. В работе [3] представлены данные по пульсациям давления при числах $Re = 1,5 \cdot 10^5 \div 1,1 \cdot 10^7$ для трех цилиндров различного диаметра. В [10] также приведены распределения коэффициента пульсаций давления на том же цилиндре (но без пластины), что и в данных испытаниях.

По результатам исследований на рис. 11 представлены примеры распределений коэффициента пульсаций давления за время $\tau = 2 \div 4$ с как для одиночного цилиндра, так и для цилиндра вблизи экрана. Видно, что в передней части цилиндра до $\varphi = \pm(40 \div 90^\circ)$ при всех числах Re и расстояниях \bar{h} уровень пульсаций давления незначителен и составляет не более $\bar{p}' = \pm 0,2$. Из графиков также следует, что при $\bar{h} > 0,1$ характер распределения $\bar{p}'(\varphi)$ зависит от числа Re , отличаясь для трех качественно разных режимов обтекания цилиндра.

Для докритических режимов при $Re = 2 \cdot 10^5$ максимум коэффициента пульсаций давления наблюдается в задней критической точке цилиндра ($\varphi = 180^\circ$). При числе $Re = 3 \cdot 10^5$ (режим, близкий к критическому)

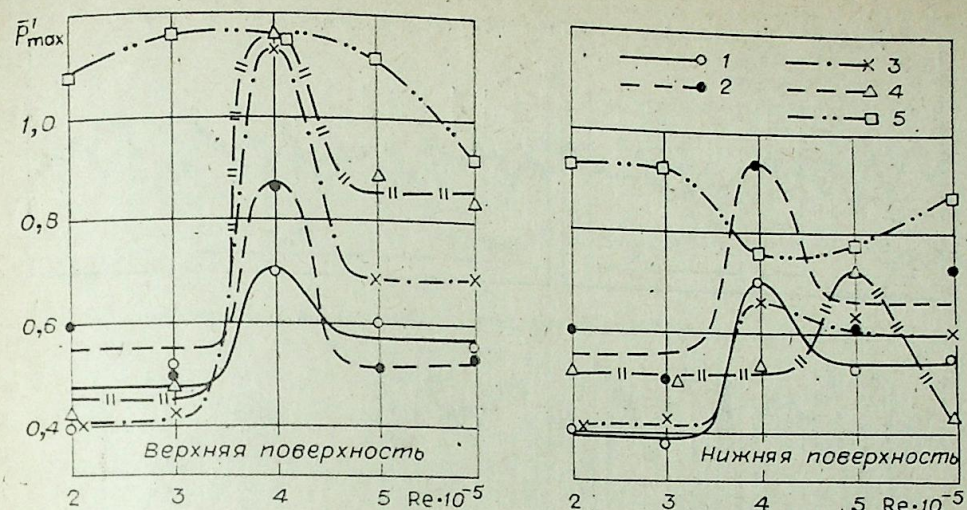


Рис. 12. Зависимость максимального коэффициента пульсаций давления на цилиндре от числа Re .

1 — одиночный цилиндр; 2 — $\bar{h} = 0,8$; 3 — $\bar{h} = 0,33$; 4 — $\bar{h} = 0,13$; 5 — $\bar{h} = 0,01$.

пульсации давления в донной области цилиндра в среднем сравнялись, по величине их значительно выше, чем в передней зоне. При этом на относительно больших расстояниях цилиндра от экрана максимумы пульсаций давления располагаются за точками отрыва, а при меньших расстояниях ($\bar{h} \approx 0,1 \div 0,3$) — перед ними.

На критических и закритических режимах при $Re = (4 \div 6) \cdot 10^5$ максимумы пульсаций давления, независимо от расстояния \bar{h} , всегда располагаются перед точками отрыва с разницей в $\Delta\varphi = 15 \div 20^\circ$.

При минимальном расстоянии цилиндра от экрана $\bar{h} = 0,01$ характер распределения $\bar{p}'(\varphi)$ становится независимым от числа Re , а максимумы пульсаций давления располагаются только перед точками отрыва. Необходимо отметить, что при таком расположении максимумов \bar{p}' точкам отрыва пограничного слоя соответствуют местные минимумы (впадины) или «полочки» в распределениях $\bar{p}'(\varphi)$.

Рассмотрим закономерности изменения максимальных значений коэффициента пульсаций давления (рис. 12). Для докритических режимов уровень \bar{p}'_{max} самый низкий в исследованном диапазоне чисел Re . Самый высокий уровень пульсаций давления наблюдается при критическом режиме обтекания, в большинстве случаев вблизи числа $Re = 4 \cdot 10^5$. При $\bar{h} = 0,13$ на нижней стороне цилиндра максимальные пульсации давления наблюдаются при $Re = 5 \cdot 10^5$ вследствие того, что критический режим на этой стороне цилиндра благодаря поджатию потока сдвинулся в сторону большего значения числа Re . На закритических режимах уровень максимальных пульсаций давления снижается, но остается, как правило, выше, чем при докритических режимах.

На основании данных рис. 12 и предыдущих результатов в качестве критического режима можно принимать тот диапазон по числам Re , внутри которого наблюдается резко повышенный уровень пульсаций давления. При этом для больших \bar{h} характерно нестабильное распределение давления, в результате чего возникает значительная знакопеременная подъемная сила, а сопротивление становится неоднозначным [10]. Для условий данных испытаний границы критических режимов находятся между $Re = 3,5 \cdot 10^5$ и $4,5 \cdot 10^5$ и для одиночного цилиндра, и для цилиндра в присутствии экрана при $\bar{h} \geq 0,3$. В качестве критического числа Рейнольдса обычно принимается то, при котором коэффициент сопротивления достигает минимального значения. В наших опытах $Re_{кр} = 4 \cdot 10^5$. Для цилиндра в присутствии экрана при относительно малых расстояниях $0,1 < \bar{h} < 0,3$ критический режим и критическое число Re неоднозначны

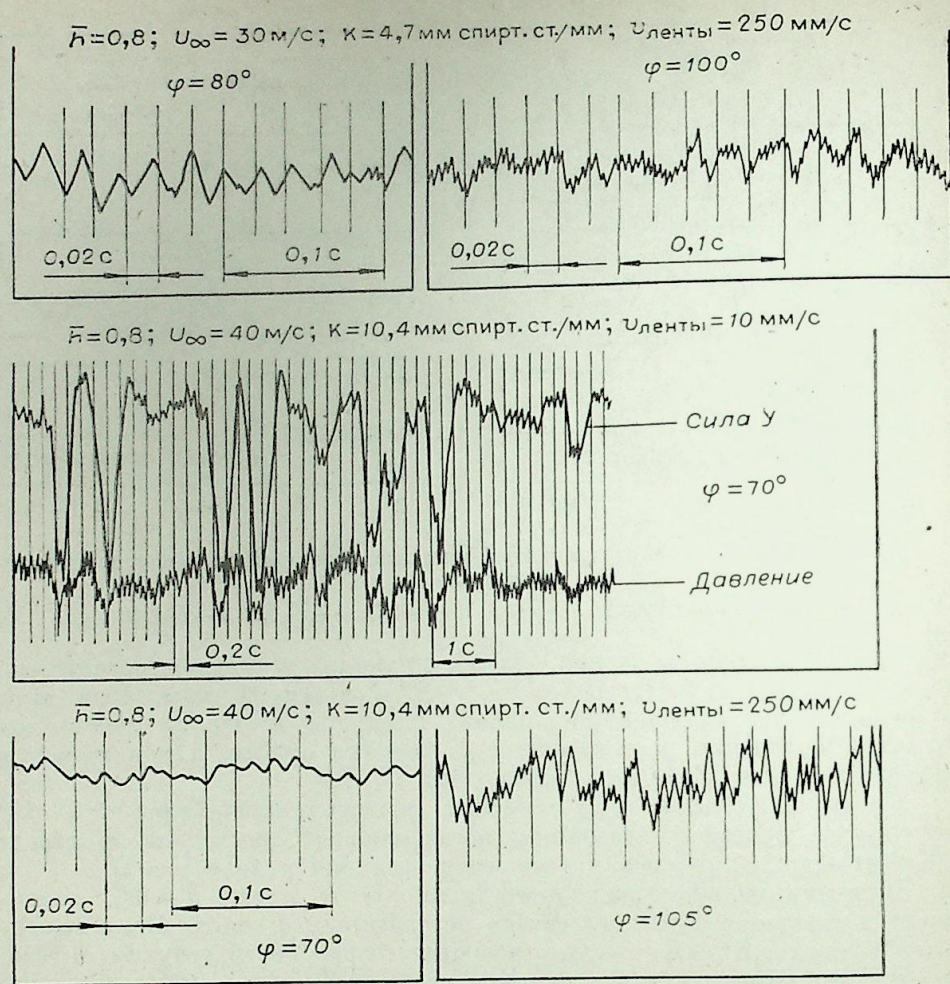


Рис. 13. Примеры осциллограмм.

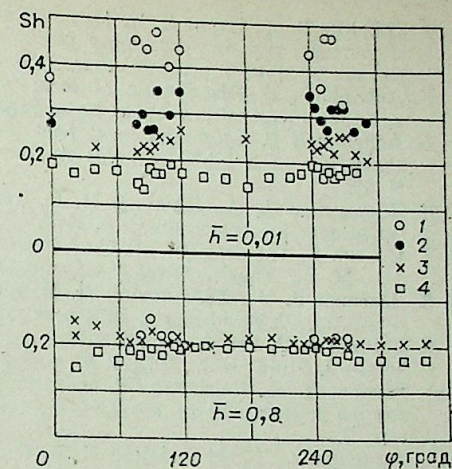
ны. Например, при $\bar{h} = 0,13$ на верхней и нижней сторонах цилиндра критический режим наступает при разных числах Re , в результате чего C_x имеет два минимума, а максимум C_y продлен до $Re = 5,3 \cdot 10^5$ (см. рис. 9, 10).

Что касается частот колебаний давления на цилиндре, то, как известно, основные измерения были проведены в следе за цилиндром [2, 3, 5, 9]. Согласно многочисленным данным, в докритической области число Струхала $Sh \approx 0,2$, в закритической — $Sh \approx 0,25 \div 0,28$. В зоне же критического режима экспериментальные данные по величине числа Струхала неоднозначны: они колеблются в пределах от 0,2 до 0,45.

Результаты измерений пульсаций давления на поверхности цилиндра приведены в [11]. Показано, что основная частота пульсаций давления на части цилиндра до точек отрыва такая же, как и по измерениям в следе по другим работам. В точках поверхности цилиндра, расположенных за отрывом пограничного слоя, выделить основную частоту было трудно, наблюдались пульсации давления в широком диапазоне частот.

В настоящих опытах определена доминирующая частота пульсаций давления по всей окружности цилиндра для различных условий испытаний. В качестве примера на рис. 13 и 14 представлены осциллограммы и вычисленные по ним значения числа Струхала $Sh = f \cdot d / U_\infty$, где f — доминирующая частота пульсаций. Видно, что на докритических режимах в зонах, где амплитуда пульсаций давления достигает максимальных значений, появляются частоты более высокие, чем доминирующие,

Рис. 14. Примеры распределений числа Sh пульсаций давления на поверхности цилиндра в присутствии экрана. 1 — $Re = 2 \cdot 10^5$; 2 — $Re = 3 \cdot 10^5$; 3 — $Re = 4 \cdot 10^5$; 4 — $Re = 6 \cdot 10^5$.



а на режимах критических и закритических эти частоты наблюдаются почти с самого начала развития пограничного слоя.

Из экспериментов следует, во-первых, что для одиночного цилиндра, а также для цилиндра, находящегося на сравнительно большом расстоянии от экрана, числа Струхала по всей окружности в испытанном диапазоне чисел Рейнольдса сохраняются практически постоянными: $Sh = 0,2 \pm 0,03$. Во-вторых, с уменьшением расстояния до экрана число Струхала увеличивается и притом тем сильнее, чем ниже число Рейнольдса. Например, при минимальном расстоянии $\bar{h} = 0,01$ число Sh растет от 0,18 при $Re = 6 \cdot 10^5$ до 0,45 при $Re = 2 \cdot 10^5$.

ВЫВОДЫ

1. Наличие экрана вблизи поперечно обтекаемого кругового цилиндра приводит к асимметрии распределения давления на последнем. При этом передняя критическая точка и вся зона повышенного давления сдвигаются к экрану, изменяется положение других характерных зон и величина давления в них. В результате возникает расталкивающая сила между цилиндром и экраном.

2. При расстояниях $\bar{h} > 0,4$ сохраняются докритический, критический и закритический режимы обтекания в тех же интервалах числа Рейнольдса, что и для одиночного цилиндра.

При расстояниях $0,1 \leq \bar{h} < 0,4$ наблюдаются комбинированные режимы обтекания цилиндра, что происходит вследствие поджатия потока вблизи экрана и затягивания смен режимов обтекания на ближней к экрану стороне цилиндра.

При $\bar{h} < 0,1$ реализуется практически один и тот же режим обтекания в испытанном диапазоне чисел Рейнольдса, распределение давления и аэродинамические силы слабо зависят от числа Re .

3. Амплитуды пульсаций давления при $\bar{h} < 0,1$ достигают максимума в предотрывной области для всех рассмотренных режимов, а с увеличением расстояния от экрана — в основном для критического и закритического режимов.

Среднее число Струхала, рассчитанное по доминирующей частоте пульсаций, с приближением к экрану при закритическом режиме остается практически неизменным, а при докритическом режиме возрастает от 0,2 до 0,45.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
6/VIII 1982

ЛИТЕРАТУРА

- Коваленко В. М., Бычков П. М., Кисель Г. А., Диковская Н. Д. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана. Сообщение 1. Аэродинамические силы на цилиндре. — Изв. СО АН СССР, 1983, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
- Roshko A. Experiments on the flow past circular cylinders at very high Reynolds number. — J. Fluid Mech., 1961, v. 10, part 3.

3. Джеймс В. Д., Парис С. В., Малколм Г. П. Исследование влияния вязкости на поперечное обтекание круговых цилиндров при больших числах Рейнольдса.—Ракетная техника и космонавтика, 1980, т. 18, № 9.
4. Achenbach E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5 \cdot 10^6$.—J. Fluid Mech., 1968, v. 34, part 4.
5. Achenbach E. Total and local heat transfer from a smooth circular cylinder in cross-flow at a high Reynolds number.—Int. J. Heat Mass Transfer, 1975, v. 18, N 12.
6. Жукаускас А. А., Жюгжда И. И. Теплоотдача цилиндра в поперечном потоке жидкости. Вильнюс: Мокслас, 1979.
7. Göktun S. The drag and lift characteristics of a cylinder placed near a plane surface.—M. Sc. Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, 1975.
8. Bearman P. W., Zdravkovich M. M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary.—J. Fluid Mech., 1978, v. 89, part 1.
9. Batham J. P. Pressure distribution on circular cylinders at critical Reynolds numbers.—J. Fluid Mech., 1973, v. 57, part 2.
10. Бычков И. М., Коваленко В. М. Аэродинамические характеристики кругового цилиндра в поперечном потоке.—Изв. СО АН СССР, 1980, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
11. Блюмина Л. Х., Федяевский К. К. Силы, вызванные срывом вихрей с поверхности неподвижного и колеблющегося кругового цилиндра в плоском потоке.—В кн.: Промышленная аэродинамика. Вып. 30. М., 1973.

УДК 532.526.4

Б. Н. СЕМЕНОВ, В. М. КУЛИК, В. А. ЛОПЫРЕВ,
Б. П. МИРОНОВ, И. С. ПОГУДА, Т. И. ЮШМАНОВА

О СОВМЕСТНОМ ВЛИЯНИИ МАЛЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ДОБАВОК В ПОТОКЕ И ПОДАТЛИВОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ТРЕНИЕ

В настоящее время накоплен довольно значительный материал по исследованию воздействия на пристенную турбулентность раздельно как малых полимерных добавок [1], так и податливой поверхности [2, 3]. Однако по имеющимся данным пока невозможно с уверенностью прогнозировать суммарный эффект в случае совместного действия этих факторов.

В опытах рассмотрено воздействие введения в поток растворов полиэтиленоксида (ПЭО с молекулярной массой 3,5 млн.) на турбулентное трение около твердой поверхности и двух вариантов податливых покрытий. Эксперимент проводился в условиях открытого водоема с естественной внешней турбулентностью. С помощью тензометра выполнены измерения сопротивления трения цилиндрического участка поверхности на протяжении от 775 до 1430 мм (по потоку). Этот участок смонтирован с осевыми зазорами $0,5 \div 0,8$ мм относительно основной части модели. Максимальное расхождение стыков по нормали к поверхности составляло не более $\pm 0,05$ мм. Измерения распределения давления вдоль границы модели в направлении потока свидетельствовали о том, что течение около вставки было безградиентным, соответствующим условиям обтекания пластины.

За основу для последующих сравнений взяты результаты опытов, выполненных на твердой полированной поверхности (среднеквадратичная высота шероховатости менее 1 мкм) без введения полимерных добавок. Эти опыты проведены как при наличии проволочного турбулизатора (диаметром 1 мм, установленного на расстоянии 25 мм от носовой кромки модели), так и без него. Влияние турбулизатора не обнаруживается, что характеризует турбулентное течение в районе вставки как развитое, автомодельное. Найденная по статистическому анализу точности измерения единичная абсолютная погрешность определения коэффициента трения c_{f0} равнялась $\pm 5 \cdot 10^{-5}$. Полученные значения коэффициентов трения c_f хорошо соответствуют расчетным, найденным по известной формуле Прандтля — Шлихтинга [4] для гладкой пластины при местном числе Рейнольдса, построенном на абсциссе средней точки вставки.

Готовый раствор полимера вводился в поток через щель шириной 1,3 мм с углом наклона 20° к образующей, расположенную в 28 мм от носовой кромки модели. Результаты экспериментов обработаны в виде зависимостей $\psi_\tau(q_0)$, где $\psi_\tau = (c_{f0} - c_f)/c_{f0}$; c_f — коэффициент трения при эжекции полимера или введении вязкоупругой границы; $q_0 = q/\rho u \delta_0$ — безразмерный коэффициент расхода полимера; q — массовый расход полимера на единицу ширины модели; ρ — его плотность; u — скорость потока; δ_0 — толщина динамического пограничного слоя в средней точке вставки. Эта толщина определялась расчетом [4] для гладкой твердой пластины, обтекаемой потоком без полимерных добавок. Так как турбулентное число Шмидта близко к 1, а эжекция полимерных добавок про-

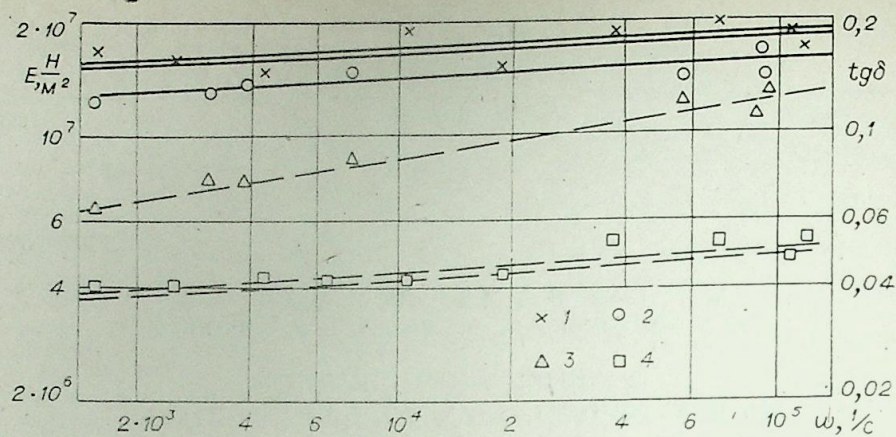


Рис. 1. Зависимость динамических вязкоупругих свойств материала от частоты вынужденных колебаний: $\operatorname{tg} \delta$ (1, 2); E (3, 4); материал № 1, $|\epsilon| = 0,001 \div 0,002$ (2, 3); материал № 2, $|\epsilon| \leq 0,001$ (1, 4).

изводилась в носовой части модели, то толщины диффузионного и динамического слоев на измеряемом участке можно полагать приближенно равными [5]. Поэтому коэффициент расхода q_0 одного порядка с пристенной концентрацией полимера в районе измерительного участка.

В опытах с податливой поверхностью использовались вулканизаты кремнийорганических резин двух типов, которые однослойно наносились заподлицо с основной поверхностью на измерительную вставку.

Вязкоупругие свойства использованных материалов приведены на рис. 1. Обозначения здесь, общепринятые в механике полимеров [6]: ω — круговая частота; E — динамический модуль; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла механических потерь в материале; $|\epsilon|$ — амплитуда деформации при динамических измерениях, выполненных методом вынужденных гармонических колебаний. Следует отметить, что измерения вязкоупругих свойств были проведены при малых деформациях, соответствующих условиям работы покрытий в потоке. Это — методически важное обстоятельство, с учетом существенно нелинейного поведения полимеров при больших деформациях ($\sim 0,01-0,1$), свойственных стандартным методикам резиновой промышленности [7]. В качестве примера рассмотрим для материала № 2 при частоте $\omega = 4 \cdot 10^4$ 1/с и температуре 25°C величины $E = 5,1 \cdot 10^6$ Н/м² и $\operatorname{tg} \delta = 0,18$ при $|\epsilon| = 0,001$, но $E = 3,1 \cdot 10^6$ Н/м² и $\operatorname{tg} \delta = 0,43$ при $|\epsilon| = 0,012$. Данные на рис. 1 приведены при температуре 25°C . Для пересчета к температурным условиям гидродинамического эксперимента может быть использована формула Вильямса — Ландела — Ферри [6]. Температура стеклования — 130°C . Плотности материалов 1 и 2 соответственно 4000 и 2140 кг/м³, коэффициенты Пуассона 0,50 и 0,47, квазиравновесные модули упругости $0,47 \cdot 10^6$ Н/м² и $3,7 \cdot 10^6$ Н/м². Приведенные данные достаточны для расчета колебательных характеристик вязкоупругой границы в соответствии с имеющимся алгоритмом [8].

Технические возможности изготовления и нанесения облицовок позволили обеспечить гидравлическую гладкость обтекаемой поверхности при всех скоростных режимах в эксперименте только для облицовки из материала № 2. Для покрытия из материала № 1 критерий гидравлической гладкости (записываемый для твердой границы [4]) удовлетворяет только до скорости ~ 10 м/с. Тем не менее сравнение коэффициентов трения податливой поверхности проводится здесь со значениями для гидравлически гладкой твердой границы.

Результаты измерений без введения полимерных добавок приведены в таблице. Указаны диапазоны скоростей u , температур T и число опытов n , по которым выполнено осреднение для приведенных значений ψ .

Эффекты изменения трения эластичной границей в потоке без полимерных добавок

№ материала	Толщина покрытия, мм	Среднеквадратичная шероховатость поверхности, мкм	$T, ^\circ\text{C}$	$u, \text{ м/с}$	q_0					
					6,0÷7,0	9,0±9,3	10,0±11,0	12,0±12,2	13,3±13,7	15,5
1	2,0	20	12	ψ_T	—	0	-0,03	—	-0,17	-0,25
			n	—	4	3	—	3	3	
			16÷17	ψ_T	-0,02	-0,12	-0,15	-0,15	-0,15	—
			n	21	16	18	2	3	—	
2	7,0	5	10÷11	ψ_T	—	+0,12	+0,11	—	—	—
			n	—	6	10	—	—	—	
			14	ψ_T	+0,15	+0,06	+0,13	+0,06	—	—
			n	17	10	9	6	—	—	
			16÷17	ψ_T	+0,10	+0,06	+0,02	+0,04	+0,05	—
			n	14	11	13	4	10	—	

Видно, что измеренные эффекты воздействия однослойных демпфирующих покрытий на турбулентное трение значительно ниже, чем покрытий лабораторной схемы*. Примечателен тот факт, что с изменением скорости происходит немономотное изменение эффекта. По-видимому, это связано с отмеченным в работе [8] гармоническим видом амплитудно-фазовой частотной характеристики колебаний однослойных монолитных покрытий.

Результаты измерения трения на вставках с твердой и податливой границей при эжекции растворов ПЭО приведены на рис. 2, 3 для двух диапазонов скоростей и при некотором изменении температурных условий. На этих же рисунках для сравнения указаны и эффекты изменения трения на податливых поверхностях без введения в пристенную область полимерных добавок.

Сравнительно небольшое изменение температурных условий ($+6^\circ\text{C}$ и $+17^\circ\text{C}$) практически не сказалось в проведенных опытах на зависимости $\psi_T(q_0)$ для твердой поверхности (см. рис. 3, точки 1, 2). Вариация же скорости от $6 \div 7$ до $10 \div 11$ м/с, как видно из рис. 2, 3, приводит к заметному расслоению этих зависимостей.

С учетом этого, а также и указанной выше сильной зависимости от скорости величины эффекта действия податливой границы сравнительное исследование совместного и раздельного влияния малых полимерных добавок и податливой поверхности проводилось в достаточно узких диапазонах скоростей. Эксперимент был поставлен для покрытий с сильно различающимися колебательными характеристиками.

В соответствии с расчетными прогнозами для случая без эжекции полимера [8] для описанного диапазона скоростей одно покрытие было выбрано как увеличивающее трение (с отрицательным эффектом), а второе — как уменьшающее трение (с положительными данными видно, что).

Из приведенных на рис. 2, 3 экспериментальных расходов ПЭО и скорости обтекания исследованных диапазонов изменения расхода ПЭО и скорости обтекания возможны следующие различные суммарные значения ψ_T от совместного воздействия полимерных добавок и податливости поверхности.

1. При малых расходах полимера ($q_0 < 8 \cdot 10^{-6}$, рис. 2 и $q_0 < 3 \cdot 10^{-6}$, рис. 3) наблюдается аддитивность эффектов от воздействия полимеров

* Лабораторная схема покрытий: на твердом основании закреплен слой эластичного поропласта, пропитанный жидкостью и устланый тонкой гладкой пленкой. Различными исследователями было достигнуто уменьшение трения на 40–60% при использовании таких покрытий [2, 8].

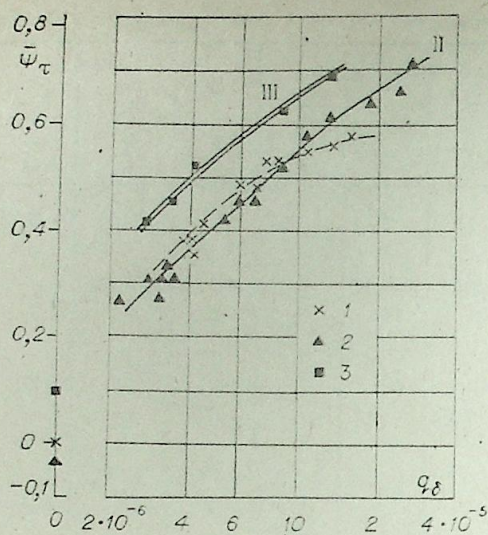
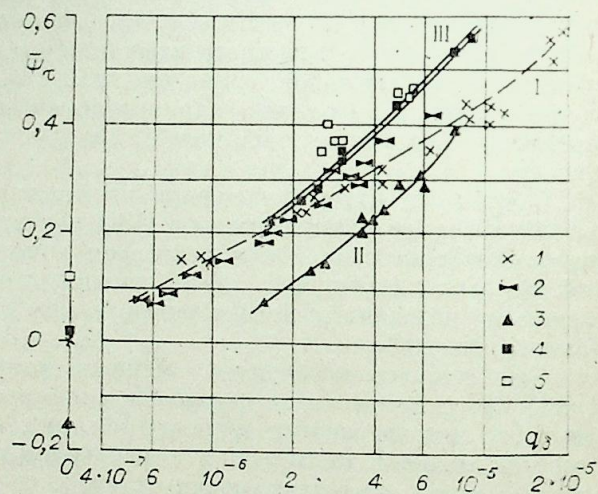


Рис. 2. Зависимость изменения коэффициента трения от коэффициента расхода ПЭО, $u = 6 \div 7$ м/с, $T = +17^\circ\text{C}$; I (1) — твердая поверхность; II (2) — покрытие из материала № 1; III (3) — покрытие из материала № 2.

Рис. 3. Зависимость изменения коэффициента трения от коэффициента расхода ПЭО, $u = 10 \div 11$ м/с.

I — твердая поверхность, $T = +17^\circ\text{C}$ (1) и $+6^\circ\text{C}$ (2); II (3) — покрытие из материала № 1, $T = +16 \div +17^\circ\text{C}$; III — покрытие из материала № 2, $T = +16 \div +17^\circ\text{C}$ (4) и $+10 \div +11^\circ\text{C}$ (5).



(у твердой границы) и податливости поверхности (без ввода полимеров в поток).

2. При дальнейшем увеличении расхода полимера значение ψ_t становится заметно больше, чем сумма эффектов от воздействия раздельно полимеров и податливости поверхности.

3. Следует особо отметить тот факт, что даже для податливой поверхности, дающей увеличение трения при обтекании потоком без полимерных добавок, суммарный эффект при больших расходах ПЭО превышает положительный эффект действия полимерных добавок около твердой поверхности (ср. кривые I и II на рис. 2). Обнаруженные особенности совместного влияния полимерных добавок в потоке и податливости поверхности требуют дальнейшего всестороннего исследования.

Авторы благодарят С. С. Кутателадзе за внимание к этой работе и проведенное обсуждение.

Институт теплофизики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
24/III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Пилипенко В. Н. Влияние добавок на пристенные турбулентные течения.— В кн.: Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа, т. 15. М.: ВИНТИ АН СССР, 1980.
2. Семенов Б. Н. Влияние упругих покрытий на турбулентный пограничный слой.— В кн.: Исследования по управлению пограничным слоем. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1976.
3. Козлов Л. Ф., Бабенко В. В. Экспериментальные исследования пограничного слоя. Киев: Наукова думка, 1978.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: ИЛ, 1956.
5. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. П. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
6. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. М.: ИЛ, 1963.
7. Резниковский М. М., Лукомская А. И. Механические испытания каучука и резины. М.: Химия, 1968.
8. Семенов Б. Н. Анализ деформационных характеристик вязкоупругих облицовок.— В кн.: Гидродинамика и акустика пристенных и свободных течений. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1981.

УДК 621.384.64

А. С. КОРОТЕЕВ, И. И. ШИШКАНОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМЫ
НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ

Метод нагрева рабочего тела с использованием мощного стационарного пучка электронов имеет определенные преимущества перед электродуговым способом получения низкотемпературной плазмы, которые в основном сводятся к следующим:

1. Возможность получения чистого, свободного от примесей потока рабочего тела, так как отсутствуют разрушаемые электроды.

2. Возможность получения стабильного во времени потока рабочего тела с заданными характеристиками, в частности, возможность получения потоков с различными, заранее задаваемыми профилями температур и скоростей. Это достигается изменением зоны релаксации электронного пучка в газе, а следовательно, и зоны энерговыделения. Отсутствует присущая большинству электродуговых плазмотронов закрутка потока, возникающая из-за вращения разряда, которое требуется для обеспечения длительного ресурса работы данного вида плазмотронов.

3. Возможность достижения больших температур потока, что в ряде случаев, например при проведении магнетогазодинамических экспериментов имеет решающее значение.

Использование электронного пучка для нагрева рабочего тела основано на том, что при прохождении пучка через плотную среду происходят рассеяние и потеря энергии электронов. Основными видами потерь энергии электронов при энергии до 10 МэВ являются потери на ионизацию и возбуждение атомов тормозящей среды. Поэтому, если выбрать начальную энергию пучка электронов таким образом, чтобы ионизационные потери были бы преобладающими, то энергия, теряемая пучком, может быть полностью использована для эффективного нагрева рабочего тела (р. т.).

Задача по получению мощного пучка электронов в зоне атмосферного давления решена.* Схема электронно-пучкового генератора плазмы (ЭПП) представлена на рис. 1. Электронный пучок генерируется в ускорителе 1 и выводится в атмосферу через систему шлюзовых камер 2 в области магнитного поля соленоида 3. Далее электронный пучок, проходя через буферную зону атмосферного давления 4, содержащую повернутое сопло 6 и сопло бокового отворота потока 5, вводится в рабочую камеру повышенного давления (1 ÷ 5 МПа) электронно-пучкового генератора 7, где релаксирует и передает энергию рабочему телу.

Применение сравнительно короткой (около 50 мм) буферной зоны позволило добиться режимов работы шлюзовых камер 2, не зависящих от давления в рабочей камере ЭПП. Другими словами, при любом давлении в рабочей камере (1 ÷ 5 МПа), шлюзовые камеры 2 работают в режиме вывода электронного пучка в зону атмосферного давления.

На рис. 2 показана рабочая камера ЭПП. Камера состоит из пяти цилиндрических водоохлаждаемых патрубков с внутренним диаметром

* Иевлев В. М., Коротеев А. С., Коба В. В., Кулаков И. Г. Экспериментальная установка для получения концентрированного пучка релятивистских электронов в атмосфере.— Изв. СО АН СССР, 1977, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

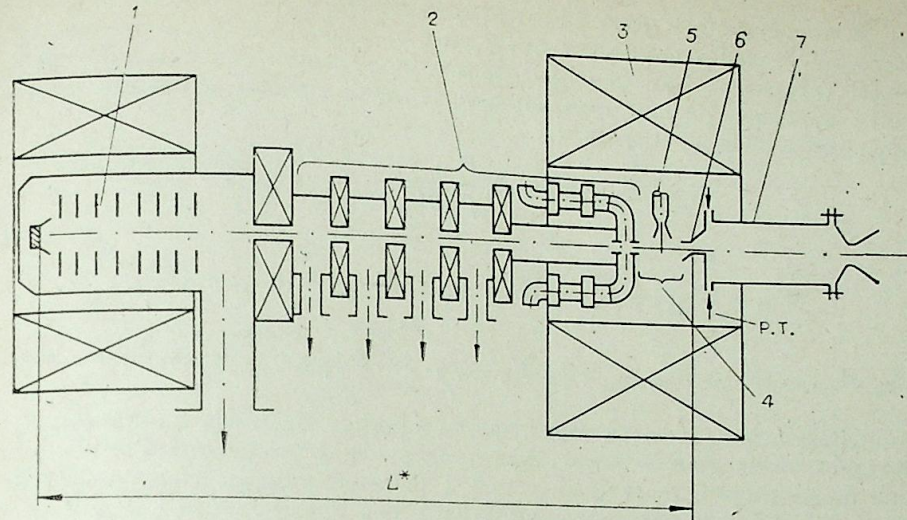


Рис. 1. Принципиальная схема ЭПП.

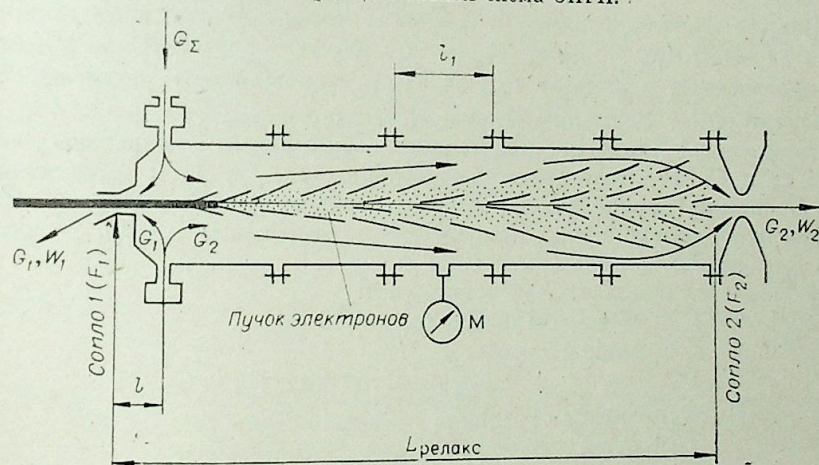


Рис. 2. Схема рабочей камеры ЭПП.

80 мм и длиной $l_1 = 0,2$ м каждая. В целом рабочая камера ЭПП представляет собой цилиндрическую водоохлаждаемую камеру длиной 1 м, один торец которой заглушен соплом 1, предназначенным для ввода электронного пучка, а второй торец заглушен охлаждаемым рабочим соплом 2, предназначенным для вывода высокотемпературного потока рабочего тела.

Для увеличения термического КПД генератора, т. е. для уменьшения мощности, вынесенной разогретым рабочим телом через технологическое сопло ввода пучка электронов 1, рабочее тело необходимо вводить как можно ближе к критическому сечению данного сопла, так как подведенная мощность пучка электронов выделяется в рабочем теле, а подведенный суммарный расход рабочего тела G_{Σ} разделяется на два потока с расходами G_1 и G_2 . Экспериментальные данные стационарного нагрева воздуха в электронно-пучковом генераторе плазмы представлены ниже.

I_{Σ} , А	E_{Σ} , кэВ	W_{Σ} , кВт	$P_{нач}$, МПа	$P_{гор}$, МПа	ΔT_{H_2O} , К	G_{Σ} , г/с	$I_{эл}$, А
0,55	209	115	0,39	0,75	5	50	0,55
1,1	206	226	0,40	0,90	9	50	1,1
1,0	231	231	0,39	0,90	11	50	1,1
1,0	231	231	0,39	0,87	12	50	1,1
1,3	203	264	0,40	0,93	13	50	1,3
1,9	225	430	0,39	1,00	24	50	1,9
2,1	224	470	0,39	1,02	30	50	2,1

В экспериментах среднemasсовая температура и значения секундных массовых расходов воздуха, вытекающих из сопел 1 и 2 электронно-пучкового генератора плазмы, определялись из решения системы уравнений, описывающей истечение газа через критические сопла и баланс мощности, подведенной к генератору.

$$G_{\Sigma} = G_1 + G_2 = A_1 \frac{P_{\text{гор}} \cdot F_1}{\sqrt{(RT)_1}} + A_2 \frac{P_{\text{гор}} \cdot F_2}{\sqrt{(RT)_2}}, \quad (1)$$

$$W_{\text{эл}} = W_{\text{H}_2\text{O}} + W_1 + W_2 = (c_p \Delta T G)_{\text{H}_2\text{O}} + (hG_1) + (hG_2),$$

где $W_{\text{эл}} = W_{\Sigma} - W_{\text{потерь}} = I_{\Sigma} \cdot E_{\Sigma} - I_{\Sigma} \cdot \int_0^{L^*} \left(\frac{dE}{dt} \right) \rho dx; \frac{dE}{dt}$ — средние ионизационные потери энергии электрона на единицу массовой длины ρx ; A — функция, зависящая от показателя политропы; L^* — расстояние от эмиттера до критического сечения сопла 1 рабочей камеры генератора. Индексы 1 и 2 описывают значения параметров перед соплами 1 и 2 соответственно.

Данная система уравнений содержит четыре неизвестные величины: T_1 , T_2 , $P_{\text{гор}}$, $W_{\text{H}_2\text{O}}$ ($W_{\text{H}_2\text{O}}$ — мощность, снятая системой охлаждения). Две неизвестные величины $P_{\text{гор}}$ и $W_{\text{H}_2\text{O}}$ определяются непосредственно из эксперимента. Величины A , h и R в системе уравнений (1) — зависящие неизвестные, так как они являются функциями неизвестных температур T_1 и T_2 . Поэтому величины температур T_1 и T_2 и соответственно G_1 и G_2 можно определить из системы уравнений (1) с учетом использования экспериментальных данных только методом итераций по следующему алгоритму:

1. Задается произвольная величина T_1 .
2. По T_1 , $P_{\text{гор}}$, F_1 определяется G_1 .
3. По T_1 и G_1 определяется W_1 .
4. По G_{Σ} , G_1 , $W_{\text{эл}}$, W_1 и $W_{\text{H}_2\text{O}}$ определяются W_2 и G_2 .
5. По W_2 и G_2 определяется T_2 .
6. По G_2 , T_2 и F_2 определяется P_2 .

Критерием правильности определения величины температуры T_1 является равенство рассчитанной величины давления P_2 (давления, необходимого для обеспечения расхода рабочего тела G_2 при температуре T_2 через критическое сечение сопла 2) величине давления $P_{\text{гор}}$, определенного непосредственно в эксперименте.

При обработке экспериментальных данных нагрева воздуха в ЭПГП величина потери энергии электронного пучка (и соответственно величина потери мощности $W_{\text{потерь}}$) в тракте установки на длине L^* (см. рис. 1) определялась по известной величине давления в шлюзовых камерах и по температуре воздуха в тракте, равной 300 К, т. е. потеря энергии электронного пучка оценивалась как максимально возможная величина. В этом случае среднemasсовые температуры T_1 и T_2 , полученные в результате обработки экспериментальных данных по алгоритму (2), являются заниженными по сравнению с реальной среднemasсовой температурой воздуха, истекающего из сопел 1 и 2.

Результаты обработки экспериментальных данных нагрева воздуха в ЭПГП при вводе пучка электронов переменной мощности ($E_{\text{эл}} = 210$ кэВ; $I_{\text{эл}} = I_{\text{вар}}$) в рабочую камеру генератора с постоянным начальным давлением ($P_{\text{нач}} = 0,39$ МПа; $G_{\Sigma} = 50$ г/с) представлены на рис. 3. С увеличением мощности электронного пучка, введенного в генератор $W_{\text{эл}}$, происходит повышение уровней среднemasсовых температур истекающего газа из сопел 1 и 2 рабочей камеры электронно-пучкового генератора плазмы, причем уровень температуры T_2 растет намного быстрее. Бóльший уровень роста величины температуры T_2 перед соплом 2, чем величины давления $P_{\text{гор}}$, определяет уменьшение расхода воздуха

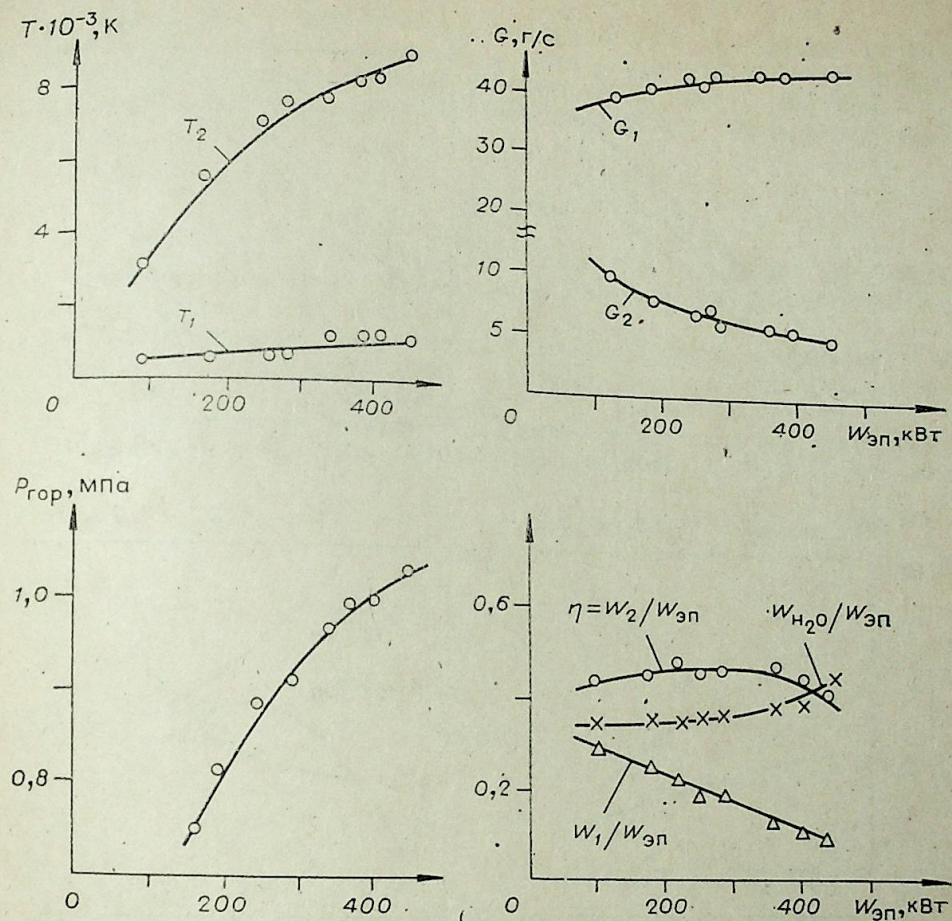


Рис. 3. Зависимость параметров ЭПГП от мощности пучка электронов при фиксированных величинах начального давления и расхода воздуха.
 $P_{\text{нач}} = 0,39$ МПа; $G_{\Sigma} = 50$ г/с; $E_{\text{эл}} = 210$ кэВ; $I_{\text{эл}} = \text{var}$.

G_2 через данное сопло с увеличением подведенной мощности $W_{\text{эл}}$. Максимальная достигнутая среднemasсовая температура нагрева воздуха в камере генератора составила величину 8800 К при термическом КПД генератора, равном 0,4. С увеличением мощности, введенной в камеру генератора $W_{\text{эл}}$, происходит монотонное уменьшение доли потерь $W_1/W_{\text{эл}}$, связанных с уносом мощности разогретым воздухом через сопло 1.

Прямое измерение температуры воздуха в камере генератора перед соплом 1 вольфрам-рениевой термопарой показало совпадение величины измеренной температуры ($\pm 5\%$) с величиной температуры, полученной из расчета по алгоритму (2).

Результаты обработки экспериментальных данных нагрева воздуха в камере генератора электронным пучком постоянной мощности в зависимости от расхода рабочего тела G_{Σ} и, соответственно, от начального давления в камере $P_{\text{нач}}$ представлены на рис. 4. В экспериментах изменение начального давления производилось изменением суммарного расхода G_{Σ} при постоянном критическом сечении сопел 1 и 2. Интересным экспериментальным фактом является то, что с увеличением начального давления $P_{\text{нач}}$, т. е. с ростом расхода G_{Σ} при $W_{\text{эл}} = \text{const}$ происходит уменьшение температуры T_2 из-за увеличения расхода G_2 , а температура T_1 остается постоянной. Из этого следует, что в указанном диапазоне изменения параметров ионизационные потери от взаимодействия пучка электронов со средой рабочего тела (определяющие выделение энергии) и мощность, идущая на подогрев истекающего газа через сопло 1, пропорциональны давлению в камере плазмотрона. Максимальное давле-

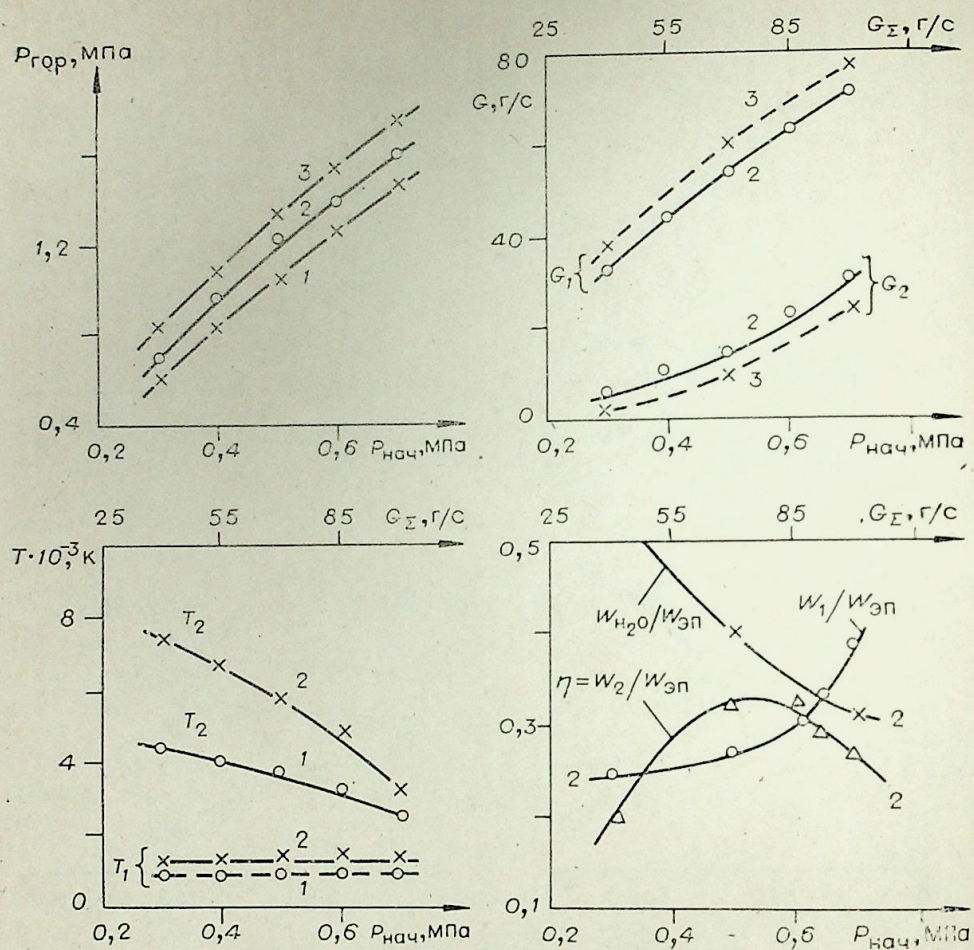


Рис. 4. Зависимость параметров ЭПГП от начального расхода воздуха при фиксированной мощности электронного пучка.

1 - $W_{эл} = 155$ кВт; 2 - $W_{эл} = 245$ кВт; 3 - $W_{эл} = 290$ кВт

ние в рабочей камере ЭПГП с введенным электронным пучком составило величину 1,8 МПа. Недостаток рассмотренной рабочей камеры ЭПГП — ее охлаждение проточной водой высокого давления (8 МПа), которое ведет к резкому уменьшению термического КПД плазмотрона в области высоких температур генерируемого потока рабочего тела.

Для увеличения термического КПД электронно-пучкового генератора плазмы осуществлен ряд экспериментов с охлаждением высокотемпературной рабочей камеры плазмотрона путем ввода воздуха в камеру нагрева через пористые боковые стенки, изготовленные из нихрома толщиной 3 мм и обладающие 20%-ной пористостью. Это позволило значительно увеличить термический КПД генератора плазмы. Потери мощности в данном случае были обусловлены только выносом мощности разогретым рабочим телом через сопло 1 и потерями мощности в систему охлаждения водоохлаждаемого сопла 2. Достигнутые параметры при стационарном нагреве воздуха в ЭПГП с применением пористого охлаждения рабочей камеры приведены ниже.

$W_{эл}$, кВт	$P_{гор}$, МПа	W_{H_2O} , кВт	T_1 , К	G_1 , г/с	W_1 , кВт	T_2 , К	G_2 , г/с	W_2 , кВт	КПД
200	1,08	19,3	600	83	26	4100	24	154,7	0,77
256	1,09	21,0	650	88	29	5800	19	206,0	0,80

Выполненные эксперименты показывают, что применение мощного электронного пучка в генераторе плазмы с рабочей камерой, имеющей пористые стенки, охлаждаемые рабочим телом, является перспективным и экономически оправданным способом получения низкотемпературной плазмы.

ВЫВОДЫ

1. Использование электронного пучка для генерации плазменных потоков позволило стационарно нагреть воздух до температуры 8800 К при давлениях более 1 МПа.

2. При использовании рабочей камеры с пористыми стенками, через которые подается рабочее тело, экспериментально получен термический КПД плазмотрона, превышающий 0,8 при уровне температур 5800 К.

3. Особенно эффективна генерация плазмы на основе применения электронного пучка большой мощности (единицы — десятки мегаватт).

Поступила в редакцию
12/IV 1983

УДК 620.197.5 : 621.794 : 537.528 : 537.523

М. Ф. ЖУКОВ, Г. Н. Б. ДАНДАРОН,
Ж. Ж. ЗАМБАЛАЕВ, В. А. ФЕДОТОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ
ПОВЕРХНОСТНЫХ РАЗРЯДОВ В ЭЛЕКТРОЛИТЕ

В настоящее время из-за коррозии и абразивного износа безвозвратно теряется большое количество металла. Поэтому во многих исследовательских институтах ведутся поиски различных путей снижения этих потерь. Один из перспективных способов защиты поверхностей некоторых металлов, разрабатываемых в последнее время, основан на анодной обработке их в водных растворах электролитов в режиме локальных электрических разрядов [1—3]. В этом процессе на поверхности образуется достаточно толстый слой окислов, обладающий большей по сравнению с подложкой твердостью и предохраняющий основной металл от действия агрессивных сред. Однако физика разряда изучена еще слабо. При описании явления отсутствует общепринятая терминология. Существует разнобой в названии разряда. Одни авторы называют его режимом максимального напряжения [4], другие [1] — режимом анодноскрового осаждения, третьи — микродуговым оксидированием [2]. Вся информация о нем практически базируется на визуальном наблюдении. Этим в значительной степени и объясняется различное толкование механизма явления. Так, авторы работы [4] говорят о разряде, протекающем через парогазовый пузырек. При этом предполагается, что пузырек образуется как за счет джоулева тепловыделения, так и в результате электролиза. Некоторые утверждают [1], что имеет место пробой «слабых» мест диэлектрического слоя на аноде. Естественно допустить и более сложные процессы, протекающие в рассматриваемом разряде. Для раскрытия механизма нанесения покрытий необходимо в первую очередь знать, какие же виды разрядов имеют место; после этого можно ответить на вопрос — какой из них ответствен за процесс нанесения покрытия. Ниже изложены первые результаты исследований интересующего нас явления.

Для проведения эксперимента в достаточно чистом виде процесс изучался за время только одного полупериода изменения напряжения промышленной частоты. Такая постановка эксперимента потребовала использования импульсной методики измерения, чтобы за время одного полупериода можно было проследить за всеми стадиями развития разряда. Допустимость использования кратковременной подачи напряжения доказывается тем, что характерные времена развития процесса ($\tau = 10^{-6}$ с) много меньше продолжительности импульса напряжения ($\tau = 10^{-2}$ с). Поэтому в каждый момент времени процесс можно считать фактически стационарным. Объектом исследования служила электролитическая ячейка (ЭЯ). На нее подавалась только одна полуволна синусоиды сетевого напряжения с амплитудой ~ 400 В (рис. 1). Последнее достигалось открытием тиристора Т путем подачи импульса от устройства, называемого формирователем импульса (ФИ) в момент прохождения тока через нуль. В конце полупериода, когда напряжение принимает нулевое значение, тиристор самопроизвольно закрывается. Схема разового запуска (СРЗ) выдает один импульс, в результате чего на ЭЯ приходит только одна полуволна напряжения. Линия задержки (ЛЗ) служит для задержки сигнала запуска тиристора. Усилитель (У) повышает импульс до уровня, не-

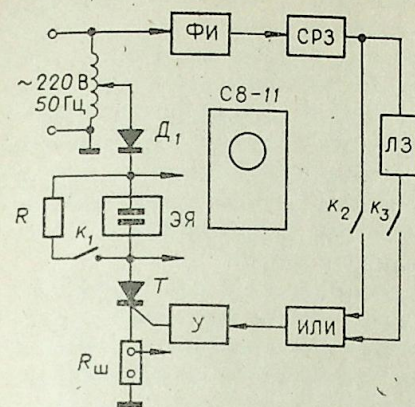


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

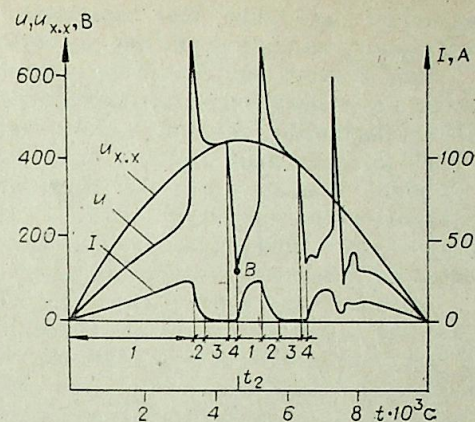


Рис. 2. Осциллограммы тока и напряжения. Весовая концентрация электролита 5% H_2SO_4 , материал анода — алюминий, $u_{x,x}$ — напряжение холостого хода источника питания; u — напряжение на ячейке; I — ток в цепи разряда.

обходимого для запуска тиристора. Переключатели k_1, k_2, k_3 предназначены для реализации различных режимов работы схемы.

В качестве электролита использовался водный раствор серной кислоты различной концентрации. Выбор такого электролита обусловлен, с одной стороны, широким применением серной кислоты при анодировании металлов, в том числе и в микродуговом режиме [2], с другой — хорошей изученностью ее физико-химических свойств.

Эксперименты проводились с электродами — анодами, изготовленными из алюминиевой и стальной проволоки диаметром $3 \cdot 10^{-3}$ м. С целью уменьшения размера контактной поверхности большая часть ее изолировалась от электролита. Токосбор осуществлялся через боковую поверхность образца, либо через торец. Катодом в электролитической ячейке служила пластинка из ниобия с площадью поверхности, равной 10^{-3} м². Температура электролита комнатная. Интенсивное перемешивание электролита существенно не изменяет характера осциллограмм, полученных в опытах без перемешивания.

Измерение распределения потенциала между электродами с помощью дополнительного электрода (зонда) показало, что практически все прикладываемое на электролитическую ячейку напряжение падает на прианодном участке. Аналогичные результаты были получены в работе [1].

Типичные осциллограммы тока и напряжения за время одного полупериода в электролите слабой концентрации ($C = 5\%$) представлены на рис. 2. Они получены при использовании в качестве анода — алюминия; площадь поверхности, контактирующая с электролитом, равна 10^{-5} м². Рассматривая осциллограммы, весь процесс можно разделить на четыре характерных участка. Первый из них 1 соответствует росту напряжения и тока. Второй участок можно назвать участком «запирания» тока, так как на очень коротком временном интервале значение тока снижается от максимума до очень малого значения, а напряжение достигает величины напряжения холостого хода, либо даже превышает ее в силу существования в цепи питания индуктивности. Затем следует участок с паузой тока 3, на котором напряжение снижается до напряжения холостого хода и далее следует ему. И наконец, в какой-то момент времени t_2 наступает резкое снижение напряжения до некоторого значения U_n , сопровождающееся ростом тока 4. В дальнейшем описанный цикл повторяется с соответствующими изменениями величин временных интервалов участков 1, 2, 3 и 4 и формы кривых $u = f(I)$.

В электролите одной и той же концентрации изменение площади поверхности и геометрии анода приводит к изменению характера процес-

сов, описанных выше. При уменьшении площади поверхности электрода наблюдается лишь увеличение частоты повторения циклов.

Чтобы иметь представление о характере и скоростях протекания процессов на разных участках осциллограммы, были выделены пульсационные составляющие тока dI/dt . На участке 1 (рис. 2) производные $dI/dt \approx \text{const}$ относительно малы, т. е. пульсации тока отсутствуют. Скорость изменения тока на участке 2 достигает значительной величины, а длительность этого процесса $\tau \approx 10^{-4}$ с. На участке 3, соответствующем режиму «паузы» тока, наблюдаются высокочастотные колебания тока. И наконец, на участке 4 имеет место резкое увеличение dI/dt .

Анализ осциллограмм свидетельствует о том, что на первом участке протекает обычный процесс анодирования; с ростом u он интенсифицируется, при этом растет окисная пленка, усиливается газовыделение. Начало «запирания» тока (максимум тока) связано, по-видимому, с образованием у поверхности электрода сплошной парогазовой пленки. Последнее приводит к резкому уменьшению тока и росту напряжения (второй участок).

Для выяснения природы высокочастотных колебаний и резкого изменения dI/dt на третьем участке необходимы осциллограммы с большими временными разрешениями. Детальное исследование режима «паузы» тока 3 показало существование слабосточного колебательного процесса, происходящего с частотой $f = 40^7$ Гц.

Если между электролитом (катодом) и поверхностью электрода (анодом) имеется газовая прослойка, то естественно задать вопрос — не соответствует ли изучаемый процесс одному из известных электрических разрядов в газе. Как показывают сопоставления, разряд в режиме «паузы» тока по уровню тока, стабильности и частоте пульсаций идентичен коронному [5]. Существование коронного разряда подтверждается также оценками средней напряженности электрического поля внутри газовой прослойки, которые проводились по формуле $E = u_x/h$ (здесь h — толщина парогазовой прослойки, рассчитанная в предположении, что все заряженные частицы, участвующие в переносе тока на первом участке, идут на образование кислорода, который равномерно покрывает поверхность электрода). Оценки дают величину $E \sim 10^5$ В/м, совпадающую с напряженностью поля, при которой зажигается корона $E_3 = 5 \cdot 10^5$ В/м [5]. В приведенных оценках не учитывалось усиление поля на неровностях поверхности и что часть выделяемого кислорода идет на образование окисного слоя.

Ввиду малой величины h существует большая вероятность перехода коронного разряда в искровой пробой; последнее фактически подтверждается осциллограммой растянутого во времени участка 4 (рис. 3). К моменту времени t_1 заканчивается режим «паузы» тока. В интервале времени $t_1 \div t_2$ наблюдаются предпробойные явления: скорость роста тока увеличивается, а напряжение падает. В дальнейшем при $t = t_2$ наблюдается резкое падение напряжения и скачок тока (черты, характерные для искрового пробоя в некоторой зоне газовой прослойки).

Теперь необходимо выяснить, какой процесс зарождается сразу после искрового разряда ($t > t_2$). С этой целью напряжение на электролитическую ячейку подается в момент времени t_2 , что достигается задержкой импульса, управляющего тиристором T (см. рис. 1), на время t_2 относительно начала полупериода напряжения. Так как электрод до момента t_2 находился в жидком контакте с электролитом, осциллограммы тока и напряжения соответствовали режиму обычного анодирования. Наблюдалось совпадение полученных кривых с ходом напряжения и тока на рис. 3 при $t > t_2$. Это свидетельствует о том, что после пробоя перенос тока на границе анод — электролит осуществляется через жидкий контакт. Из сказанного видно, что электрический пробой полностью разрушает газовую прослойку, в результате восстанавливается жидкий контакт между электролитом и электродом и начинается процесс анодирования.

Выше рассматривались поверхностные процессы при весовой концентрации кислоты, равной 5%. Исследование указанных явлений в диапазоне $C = 5 \div 96\%$ выявило следующие особенности.

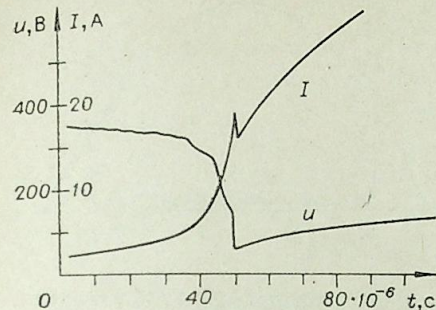


Рис. 3. Осциллограммы процесса пробоя газовой прослойки.

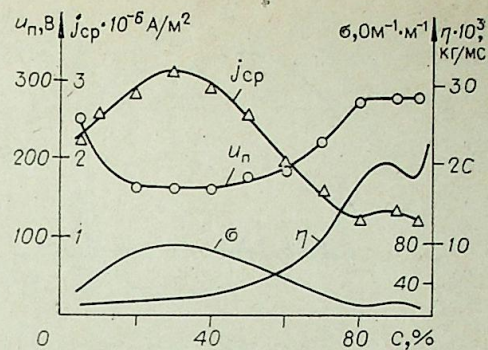


Рис. 4. Зависимость напряжения u_n , плотности тока j_{cp} , при которых происходит переход к режиму «паузы» тока, коэффициента удельной электропроводности σ [6], коэффициента динамической вязкости η [8] от весовой концентрации серной кислоты C .

До концентрации $C < 70\%$ вид осциллограмм тока и напряжения практически сохраняется (см. рис. 2; $C = 5\%$). Наблюдаются лишь некоторые количественные изменения, а именно — незначительно увеличивается длительность «паузы» тока, изменяются напряжение перехода u , при котором начинается «запирание» тока, и средняя плотность тока j_{cp} определяемая как отношение силы тока к площади поверхности, контактирующей с электролитом (рис. 4). Как видно из рисунка, u_n и j_{cp} являются функциями концентрации, причем наблюдается хорошая корреляция j_{cp} с коэффициентом электропроводности электролита σ .

При $C > 70\%$ осциллограммы приобретают качественно иной вид (рис. 5). В начале так же, как в случае менее концентрированных растворов, наблюдается режим обычного анодирования, затем «запирание» тока, приводящее к образованию парогазовой прослойки. Как видно из рис. 5, после участка 2 наблюдаются пульсации, длящиеся большую часть полупериода напряжения. Сопоставление их с колебаниями в паузе тока при $C < 70\%$ показывает, что на осциллограмме отсутствует участок повторного восстановления жидкого контакта и нет цикличности чередования всех участков, характерных для электролитов с меньшей концентрацией. Это свидетельствует об устойчивости парогазового слоя между электролитом и анодом по отношению к возмущениям в виде разрядов (коронным и искровым). Одно из возможных объяснений высокой устойчивости парогазовой прослойки — существенное увеличение вязкости раствора с ростом концентрации электролита. Действительно, коэффициент динамической вязкости серной кислоты η при концентрации 70% превышает почти на порядок значение η при 5%.

До сих пор явление изучалось по осциллограммам, соответствующим подаче на электролитическую ячейку одного (первого) полупериода напряжения. Анализ кривых, полученных при прохождении последующих полупериодов напряжения, указывает на появление во всем исследованном диапазоне концентраций новой характерной черты, а именно — небольшой «задержки» тока в начальный момент времени (см. рис. 5). Она наиболее четко выражена в случае концентрированных растворов ($C > 70\%$). По истечении времени τ , когда напряжение между электродами достигает некоторого критического значения u_0 , ток начинает резко возрастать. С ростом числа подаваемых полупериодов время задержки тока τ и соответственно напряжение u_0 увеличиваются. Так как кроме увеличения числа полупериодов напряжения условия проведения экспериментов не изменялись, правомерно связать характерную задержку тока на осциллограммах с действием предыдущих импульсов, а именно с ростом диэлектрической пленки. В таком случае напряжение u_0 характеризует ее электрическую прочность, при превышении которой начинаются

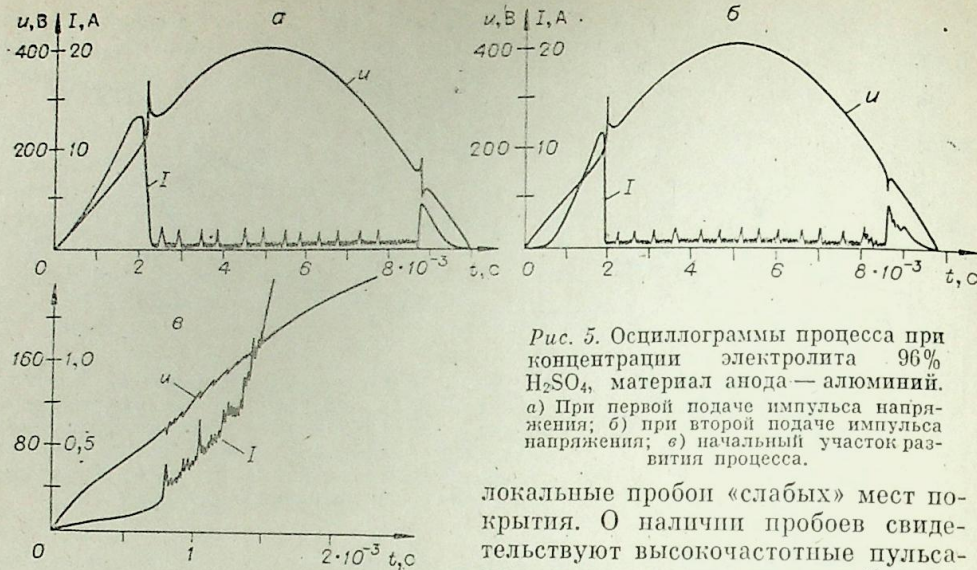


Рис. 5. Осциллограммы процесса при концентрации электролита 96% H_2SO_4 , материал анода — алюминий. а) При первой подаче импульса напряжения; б) при второй подаче импульса напряжения; в) начальный участок развития процесса.

локальные пробои «слабых» мест покрытия. О наличии пробоев свидетельствуют высокочастотные пульсации тока и напряжения, наблюдае-

мые при $t > \tau$. Сказанное подтверждается экспериментами на стальных электродах. Так как данный металл не относится к ряду вентильных [7], на них диэлектрическая пленка формируется слабо и осциллограммы практически не изменяются при подаче $10 \div 20$ полупериодов напряжения.

Таким образом, в результате проведенных исследований выявлено, что при изменении напряжения между электродами от 0 до 400 В разряд проходит последовательно четыре стадии. При малых концентрациях ($C < 70\%$) эти стадии чередуются с определенной цикличностью. Подобное чередование различных стадий вполне обоснованно связано с процессами образования парогазовой прослойки между электролитом и поверхностью анода и ее разрушением. При концентрациях $C > 70\%$ характер чередования различных стадий изменяется. На основе анализа осциллограмм можно заключить, что парогазовый слой становится устойчивым и чередуются режимы, соответствующие коронному и искровому разрядам.

Так как из наблюдений и опытов по нанесению покрытий известно, что наиболее качественные покрытия образуются при уровнях напряжений, соответствующих режимам, когда существуют коронный и искровой разряды, правомерно связать процесс роста устойчивых покрытий именно с этими разрядами. Действительно, в указанных разрядах реализуются процессы интенсивного массопереноса, а высокие температуры стимулируют протекание плазмохимических реакций, сопровождающихся образованием и осаждением оксидных пленок. Однако для более конкретных выводов по механизму образования защитных пленок необходимы дальнейшие детальные исследования процессов роста пленок при действии различных форм разрядов.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск; Гидроцветмет

Поступила в редакцию
22/IX 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Van T. B., Brawn S. D., Wirtz S. P. Mechanism of Anodic Spark Deposition. — Amer. Ceram. Soc. Bull., 1977, v. 56.
2. Николаев А. В., Марков Г. А., Пещевский Б. И. Новое явление в электролизе. — Изв. СО АН СССР, 1977, № 12. Сер. техн. наук, вып. 2.
3. Снежко Л. А., Бескровный Ю. М., Невкрый В. П., Черненко В. П. Импульсный режим для получения силикатных покрытий в искровом разряде. — Защита металлов, 1980, 16, № 3.
4. Гюнтершюльце А., Бетг Г. Электролитические конденсаторы. М.: Оборонгиз, 1938.
5. Капцов Н. А. Коронный разряд. ОГИЗ: Гостехиздат, 1947.
6. Справочник сернической кислоты/Под ред. К. М. Малина. М.: Химия, 1971.
7. Анодные окисные покрытия на легких сплавах/Под ред. И. Н. Францевича. Киев: Наукова думка, 1977.
8. Справочник химика, т. 3/Под ред. Б. П. Никольского. М.—Л.: Химия, 1964.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ РАЗРЯДА МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. В. СТОЛЯРОВ, Г. П. ЩЕРБАКОВ

По характеристикам разряда между коаксиальными электродами в поперечном магнитном поле накоплен обширнейший экспериментальный материал. Были получены подробные данные по вольт-амперным характеристикам, скорости движения проводящей зоны, форме и кинематике токопроводящего канала и влиянию на них различных внешних условий. Достаточно полный анализ имеющихся экспериментальных данных приведен в [1]. Однако полученные результаты в основном относятся к установившемуся режиму горения. Данные же, относящиеся к начальной стадии разряда, т. е. к периоду начала движения токопроводящего канала, практически отсутствуют. Необходимость же в них ощущается. В частности, они являются весьма необходимыми для обеспечения надежного возбуждения разряда при различных внешних условиях. Экспериментальному исследованию этих явлений и посвящена данная работа. При исследованиях особое внимание было уделено выявлению влияния на формирование разряда таких факторов, как характер включения магнитной катушки, место и способ инициирования разряда и т. д.

Методика проведения исследований. Для исследования использовалась электроразрядная коаксиальная установка, схема которой приведена на рис. 1. Магнитная система установки обеспечивала создание в рабочей зоне магнитного поля с конфигурацией силовых линий, изображенной на рис. 1. При центральном электроде — аноде это обеспечивает на установившемся режиме фиксацию зоны разряда в осевом направлении вблизи плоскости симметрии магнитного поля. Разряд на установившемся режиме в таком устройстве при внешнем и центральном электродах $d_n = (65 \div 102)$ мм, $d_c = (48 \div 84)$ мм, межэлектродных зазорах $\delta = (1 \div 27)$ мм в диапазоне изменения тока $I = (400 \div 1000)$ А, магнитной индукции $B = (0,1 \div 1)$ Т и давления $P = (10^3 \div 10^6)$ Па достаточно полно был исследован ранее. Подробное описание устройства и результаты исследований разряда приведены в [1, 2].

В эксперименте использовался внешний электрод — катод диаметром 100 мм, выполненный из меди, охлаждаемый. Центральный электрод — анод представлял собой медную цилиндрическую втулку диаметром 55 мм, набранную из трех изолированных друг от друга секторов. Длина дуги одного из секторов (см. рис. 1, А—А) равнялась 1/16 длины окружности электрода, размеры двух других секторов были одинаковыми. Такая конструкция электрода обеспечивала регистрацию тока разряда в различных областях межэлектродного зазора. В узле крепления центрального электрода в качестве межэлектродного изолятора использовалось кварцевое кольцевое стекло, позволяющее вести визуальное наблюдение и кино съемку разряда в плоскости, перпендикулярной оси электродов.

Исследования проводились в воздухе и аргоне при абсолютном давлении $P = (0,1 \div 1) \cdot 10^5$ Па. При экспериментах варьировались максимальное значение магнитной индукции $B = (0,1 \div 1)$ Т, расход газа $M = (0 \div 10^{-2})$ кг/с, место установки плавкой вставки для инициирования

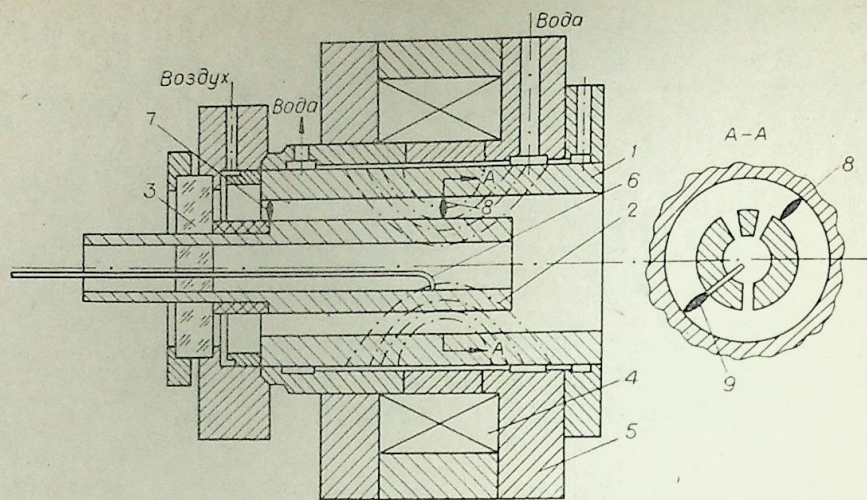


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — внешний электрод — катод; 2 — центральный электрод — анод; 3 — кварцевое стекло; 4 — магнитная катушка; 5 — магнитопровод; 6 — трубка подвода эвтектики KNa; 7 — место иницирования разряда в зоне минимума магнитного поля; 8 — место иницирования разряда в зоне максимума магнитного поля; 9 — место иницирования разряда струей щелочного металла.

разряда (см. рис. 1), а также характер включения катушки, создающей магнитное поле (последовательно с разрядом или питание от независимого источника).

Иницирование разряда в зоне максимума магнитного поля осуществлялось полоской из латунной фольги (ширина ≈ 2 мм, толщина 0,2 мм и длина $\approx 2,5$ мм) и струей жидкого щелочного металла (эвтектика KNa). Латунная полоска удерживалась между катодом и анодом за счет пружинящих свойств материала фольги. Иницирование разряда в зоне минимума магнитного поля производилось стальной проволокой диаметром 0,5 мм и длиной ≈ 40 мм, которая жестко была закреплена у катода, а в районе анода электрический контакт достигался касанием проволокой анода.

Питание разряда осуществлялось от генератора постоянного тока. Напряжение источника питания 460 В, максимальный ток до $I = 1200$ А. В цепь питания разряда включалось активное балластное сопротивление. Питание соленоида, создающего магнитное поле, осуществлялось либо последовательно с разрядом, либо от сварочного генератора постоянного тока.

В процессе экспериментов измерялись давление в разрядной камере, расход газа, сила тока, напряжение разряда и магнитной катушки. Регистрация силы тока и напряжения разряда производилась одновременно на осциллографах Н-010 и Н-105. На осциллографе Н-105 регистрировались также токи, проходящие через изолированные секторы центрального электрода. Скорость протяжки ленты на осциллографе Н-010 составляла 0,1 м/с и на Н-105 — 5 м/с. Синхронно с записью тока и напряжения производилась скоростная киносъемка разряда кинокамерой «Penta Zet-35» со скоростью $2 \cdot 10^3$ кадр/с. Принципиальная схема измерений приведена на рис. 2.

При иницировании разряда плавкой вставкой (проволочкой или полоской фольги) запуск аппаратуры осуществлялся в следующей последовательности. Сначала за датчиком тока устанавливали необходимый ток дуги и включали осциллограф Н-010, затем через 1—2 с включалась схема синхронизации с одновременным включением кинокамеры. Во время разгона кинокамеры через $\sim 0,3$ с от начала ее пуска включался осциллограф Н-105, после выхода на рабочие режимы которых включался автомат питания дуги. Киносъемка и регистрация на осциллографе Н-105 производилась в течение 0,5 с. Осциллограф Н-010 и автомат питания дуги от-

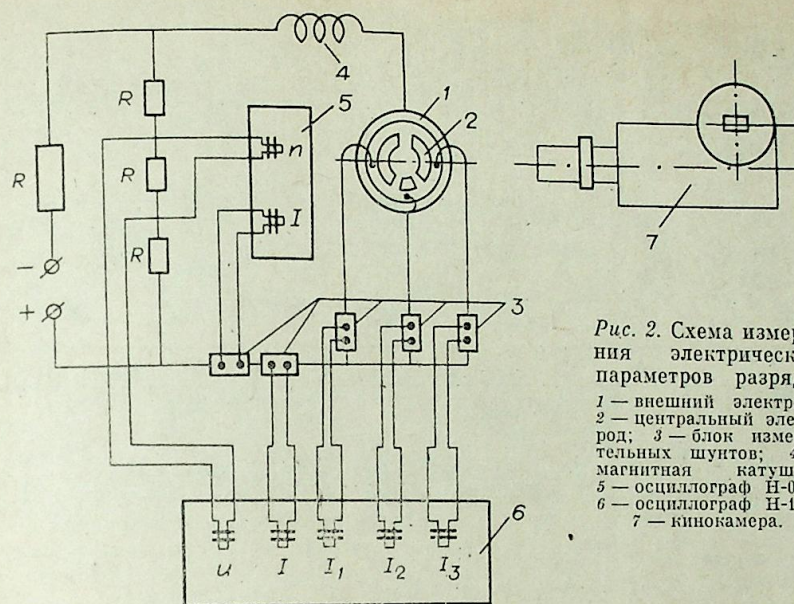


Рис. 2. Схема измерения электрических параметров разряда. 1 — внешний электрод; 2 — центральный электрод; 3 — блок измерительных шунтов; 4 — магнитная катушка; 5 — осциллограф Н-010; 6 — осциллограф Н-105; 7 — кинокамера.

ключали через 5—6 с от начала иницирования разряда. Несколько другой порядок испытаний был при иницировании разряда струей жидкого металла. В этом случае через 1—2 с после включения осциллографа Н-010 включали автомат питания дуги и схему синхронизации. Затем через 0,5 с производился впрыск струи жидкого металла. Далее испытание проходило как и при иницировании разряда плавкой вставкой.

Результаты испытаний. При испытаниях на каждом режиме, определяемом местом и способом иницирования разряда, способом включения катушки и рабочей средой, производилось по несколько опытов. При этом наблюдалась хорошая повторяемость получаемых результатов (разброс значений не превышал 10%).

Типичные осциллограммы записи электрических параметров и соответствующие им данные киносъемки для различных режимов испытаний приведены на рис. 3, 4. Видно, что данные регистрации позволяют рассмотреть различные стадии формирования разряда с приемлемым разрешением во времени.

Анализ данных киносъемки и регистрации измеряемых параметров показал, что во всех случаях процесс формирования установившегося режима горения разряда довольно отчетливо разделяется на три последовательные фазы: развитие газового токопроводящего канала, перемещение его в невозмущенном газе и его движение в собственном следе до установления стационарной скорости. Для каждой из них характерны свои определяющие явления. Их интенсивность, а также продолжительность различных фаз процесса формирования разряда существенно зависят от условий эксперимента.

Прежде чем перейти к подробному анализу полученных данных по каждой из указанных фаз, необходимо обратить внимание на следующие особенности экспериментальной установки и изменения внешних условий существования разряда в начальной стадии, что будет весьма полезно при дальнейшем рассмотрении. Как уже говорилось выше, исследования проводились на электроразрядной установке с магнитной стабилизацией аквального положения разряда на установившемся режиме. Достигается это следующим образом. Электромагнитная катушка, заключенная в кольцевую камеру из магнитного материала с немагнитной кольцевой вставкой на внутренней поверхности, создает внутри камеры магнитное поле с резко выраженным максимумом осевой составляющей магнитной индукции. При удалении от плоскости симметрии магнитного поля, где имеется максимум осевой составляющей, появляется радиальная составляющая магнитной индукции, взаимодействие которой с тангенциальными токами

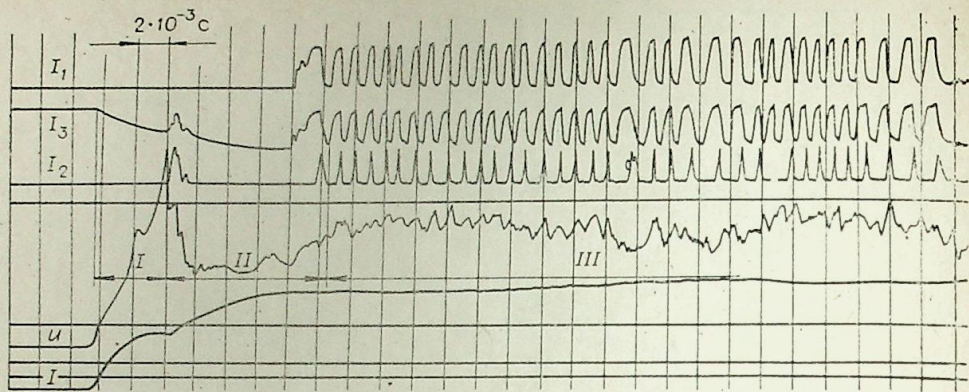


Рис. 3. Осциллограмма электрических параметров разряда и соответствующие им кадры скоростной киносъемки при инициировании разряда в зоне минимума магнитного поля. Магнитная катушка включена последовательно с разрядом.

I_1, I_2, I_3 — токи в цепях секторов; U — напряжение разряда; I — ток разряда, чувствительность осциллографа; $K_{I_1} = 103$ А/мм, $K_{I_2} = 79,5$ А/мм, $K_{I_3} = 87$ А/мм, $U = 4,0$ В/мм, $K_I = 33,9$ А/мм; I — первая фаза, II — вторая фаза, III — третья фаза.

разряда приводит к возникновению осевых сил, действующих на токопроводящий канал. Тангенциальные токи могут быть обусловлены как искривлением токопроводящего канала, так и проявлением эффекта Холла. При полярности электродов, имевшей место в экспериментах, возникающие силы направлены к плоскости симметрии магнитного поля, что и обеспечивает аксиальную стабилизацию канала разряда вблизи этой плоскости. Естественно, что аналогичные явления будут иметь место и на начальной стадии разряда, т. е. при возникновении токопроводящего канала на него будут действовать силы, стремящиеся переместить его в область максимума магнитного поля. Но здесь надо различать, когда питание магнитной катушки осуществляется от независимого источника и когда последовательно с разрядом. В первом случае по отношению к магнитному полю все происходит вполне определенно, т. е. развитие всего процесса формирования разряда осуществляется в постоянном внешнем магнитном поле заранее заданной конфигурации. Второй случай более сложный. Как видно из рис. 1, магнитная система расположена на внешнем электроде, выполненном из меди, электропроводность которой очень высока. Довольно большой электропроводностью обладает и внутрен-

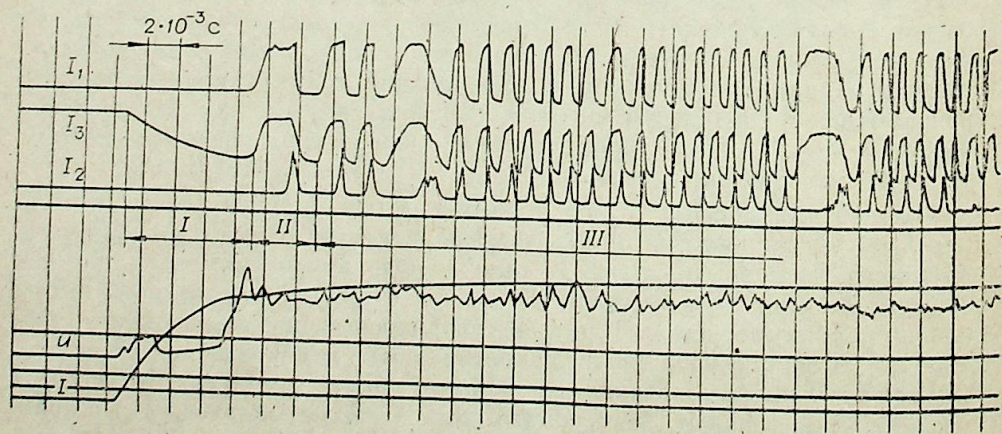
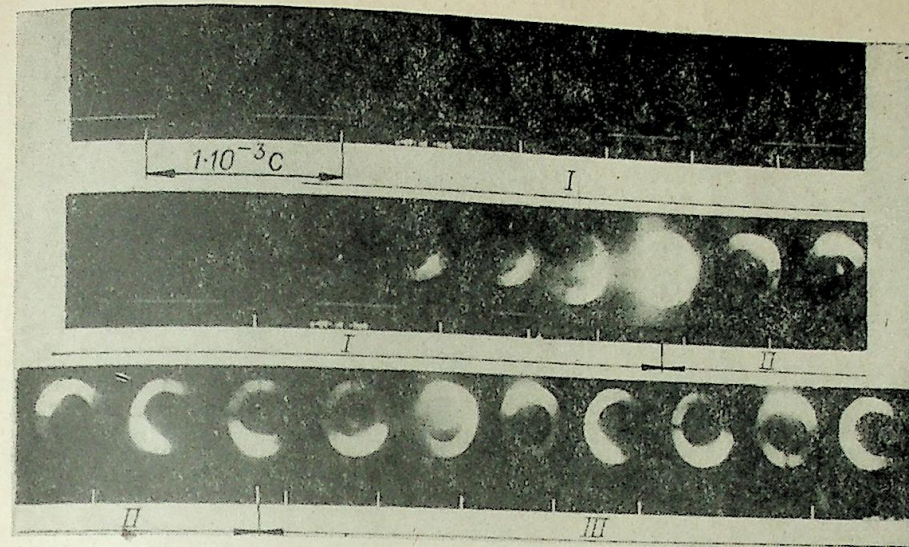


Рис. 4. Осциллограмма электрических параметров разряда и соответствующие им кадры скоростной киносъемки при инициировании разряда в зоне максимума магнитного поля. Магнитная катушка включена последовательно с разрядом.

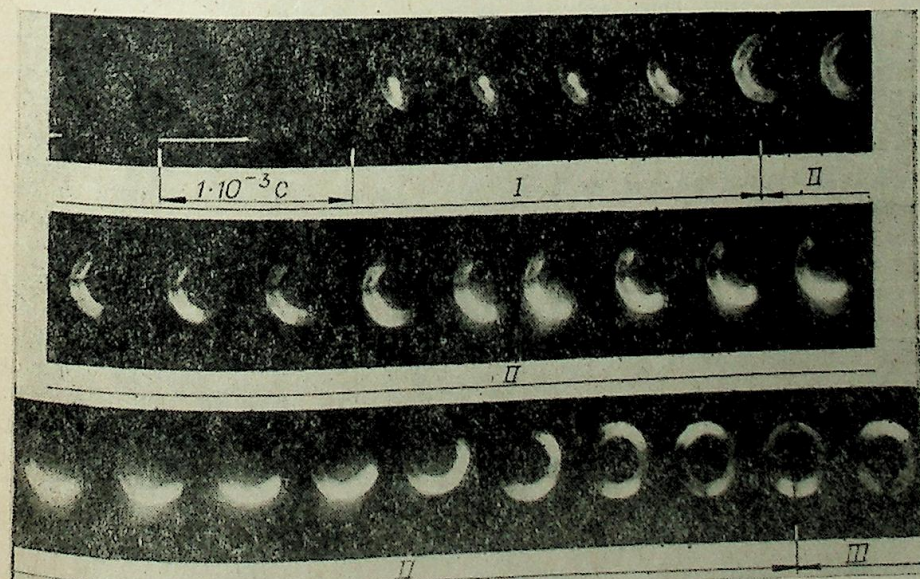
I_1, I_2, I_3 — токи в цепях секторов; U — напряжение разряда, I — ток разряда, чувствительность осциллографа; $K_{I_1} = 103$ А/мм, $K_{I_2} = 79,5$ А/мм, $K_{I_3} = 87$ А/мм, $K_U = 4,0$ В/мм, $K_I = 33,9$ А/мм; I — первая фаза, II — вторая фаза, III — третья фаза.



няя часть кольцевой камеры, охватывающей магнитную катушку. При этом концевые ее участки выполнены из магнитного материала. В связи с этим проникновение нестационарного магнитного поля от соленоида внутрь электроразрядной камеры затруднено. Из проведенных оценок следует, что даже при ступенчатом возникновении тока в соленоиде внутри электроразрядной камеры магнитное поле должно появиться только через $(3-4) \cdot 10^{-3}$ с. На это надо обратить особое внимание.

Далее при анализе экспериментальных результатов необходимо учитывать возможность влияния и собственного магнитного поля контура тока. В нашем случае в области смотрового стекла этот контур тока близок к контуру тока рельсотрона, одной из ветвей которого может служить проволочка для поджига. Как показывают оценки, в этом случае собственное магнитное поле может быть заметным. В зоне максимума внешнего магнитного поля собственное магнитное поле контура компенсировано за счет равномерно распределенных токопроводов к соответствующим частям электродов.

И, наконец, последнее. Формирование разряда происходит на фоне нарастания тока в цепи и изменения напряжения на разрядном промежутке. Наибольшее изменение тока в цепи происходит в первой фазе, но



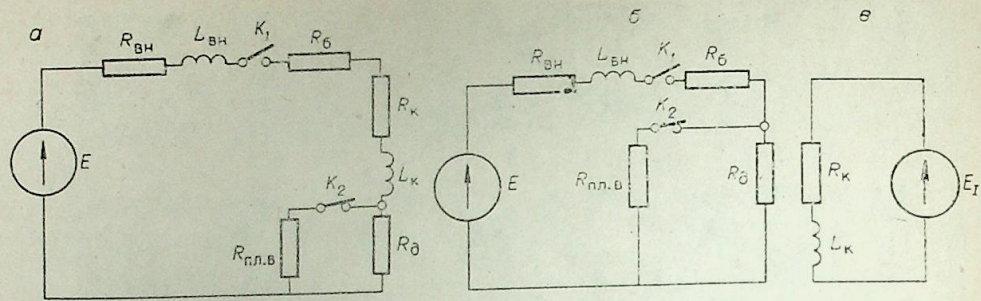


Рис. 5. Эквивалентная схема электрической цепи.

$R_б$ — балластное сопротивление; E — источник ЭДС (генератор постоянного тока); E — источник ЭДС (сварочный генератор постоянного тока); $R_{вн}$, $L_{вн}$ — активное и индуктивное сопротивления источника питания; $R_к$, $L_к$ — активное и индуктивное сопротивления магнитной катушки; $R_{п.в.}$, $R_д$ — сопротивления плавкой вставки и дуги; K_1 — выключатель; K_2 — условный выключатель, переключающий сопротивление цепи от $R_{п.в.}$ до $R_д$; а — магнитная катушка включена последовательно с разрядом; б — питание магнитной катушки от независимого источника.

иногда в зависимости от условий эксперимента продолжается в течение всего процесса. Очевидно, что определяется это параметрами всей электрической цепи, определяющими ее так называемый переходный и принужденный режимы. Упрощенно эквивалентную электрическую схему цепи можно представить в виде, изображенном на рис. 5, а, б.

Уравнение электрического состояния цепи с активным сопротивлением и индуктивностью имеет вид [3]

$$L \frac{dI}{dt} + RI = E, \quad (1)$$

где I — ток переходного режима (действительный ток); E — ЭДС источника.

В переходном режиме действительные значения тока и напряжений могут быть разложены на слагающие принужденного и свободного режимов. Учитывая, что при включении цепи R , L к источнику ЭДС ток в первый момент равен нулю, реальный ток в цепи

$$I = I_{пр} + I_{св} = \frac{E}{R} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (2)$$

где $\tau = \frac{L}{R}$ — постоянная времени, которая является мерой инерции электрической цепи при протекании переходных процессов.

Для случаев независимого питания и последовательного с дугой подключения электромагнитной катушки постоянной времени цепи оказывается различной, так как индуктивность катушки сравнима с индуктивностью источника питания, а $R_к \ll R_{вн} + R_б$. Следует иметь в виду также и то, что $R_{п.в.} \ll R_д > R_{вн} + R_б$, т. е. при возникновении дуги происходит увеличение сопротивления цепи, которое также должно изменять ее постоянную времени. Кроме того, необходимо отметить, что сопротивление дуги изменяется с изменением скорости ее движения. Очевидно, что такой подход является несколько искусственным, так как основан на рассмотрении линейных цепей, в то время как дуга является явно нелинейным элементом. Тем не менее наиболее общие свойства экспериментальных цепей они отражают достаточно близко, в чем можно убедиться при рассмотрении рис. 3—4. В частности, довольно отчетливо видно, что включение электромагнитной катушки последовательно с разрядом, т. е. увеличение индуктивности цепи, приводит к возрастанию времени установления тока; возникновение дуги чаще всего сопровождается изломом кривой нарастания тока и т. д.

Используя приведенные соображения, можно обратиться к рассмотрению полученных экспериментальных данных по формированию разряда. Начнем с первой фазы — с развития токопроводящего канала. Здесь

можно выяснить, какие явления приводят к образованию газового токопроводящего канала. Обычно считалось, что дуга в таких условиях образуется за счет взрыва проволоочки (плавкого предохранителя) [4]. Из полных при различных внешних условиях, формирование разряда заканчивается при максимальном токе $I = 800$ А за время, не большее только для расплавления проволоочки данного сечения при указанных значениях тока. Отсюда следует, что в наших условиях взрыв проволоочки электродинамических эффектов.

Проследим это подробно на примере иницирования разряда в зоне минимума магнитного поля (см. рис. 3). После включения контактора в цепи, замкнутой проволоочкой (см. рис. 5), появляется ток, напряжение на разрядном промежутке при этом равно падению напряжения на проволоочке и переходных сопротивлений. Затем, как видно на кадрах кино съемки (см. рис. 3), у анода, где проволоочка почти не закреплена и имеется наибольшее переходное сопротивление, образуется зона свечения, увеличивающаяся как в сторону вращения стационарного разряда, так и к катоду, т. е. вдоль радиуса разрядной камеры. Напряжение в этот период растет. Далее на катоде также появляется увеличивающаяся область светимости. Эти области светимости сливаются в одну, заполняющую равномерно всю высоту межэлектродного промежутка. Напряжение в этот момент достигает максимума, а затем резко падает до некоторой определенной величины. Полезно отметить, что проволоочка после этого периода в основном оставалась почти неразрушенной. Объяснить это можно только следующим образом. Под действием электромагнитных сил, обусловленных взаимодействием тока и магнитного поля (собственного или собственного и внешнего), проволоочка отбрасывается от центрального электрода и образуется дуга. Затем обрывается проволоочка у внешнего электрода и также образуется дуга. Далее проволоочка выбрасывается, а дуги, имевшиеся на ее концах, сливаются, образуя общий газоразрядный токопроводящий канал. Полученная картина хорошо согласуется с данными по иницированию разряда проволоочкой между параллельными электродами [5].

При иницировании разряда в зоне максимума внешнего магнитного поля в основном картина образования разряда подобна описанной выше. Однако имеются и некоторые характерные особенности. Так, например, образование дуги может начинаться как у анода, так и у катода, либо у катода и анода одновременно. Напомним, что в этих случаях плавкая вставка удерживается только за счет пружинящих свойств ее материала. При последовательном соединении магнитной катушки из-за задержки проникновения внешнего магнитного поля в зону разряда (собственное магнитное поле контура тока отсутствует) существенно увеличивается время протекания тока по плавкой вставке. Это очень отчетливо видно на осциллограммах тока и напряжения (см. рис. 4). Интересно также отметить особенности поджига дуги струей жидкого металла. В этом случае оказывается существенно меньшим время возрастания напряжения на межэлектродном зазоре. Это, по-видимому, связано с тем, что перед подачей металла на разрядном промежутке поддерживалось напряжение, большее пика напряжения при формировании канала разряда. В дальнейшем до проникновения внешнего магнитного поля в рабочую зону разряд подерживается в парах щелочного металла очень низкой концентрации при сравнительно большом падении напряжения. В заключение рассмотрения, сравнительно большой фазы разряда отметим, что изменение рабочей среды (воздух на первой фазе разряда) практически никак не сказывается на характере образования токопроводящего канала, за исключением уровня действующих напряжений.

Перейдем теперь к рассмотрению второй фазы процесса формирования разряда — движению токопроводящего канала в невозмущенном газе. Как можно судить по полученным данным, разряд в этот период более

существенно зависит от внешних условий, которые определяют как длительность этой фазы, так и характер протекающих явлений. При постановке экспериментов предполагалось, что независимо от места инициирования вращение разряда будет начинаться сразу же после возникновения токопроводящего канала. Однако опыты показали, что при инициировании разряда в минимуме внешнего магнитного поля токопроводящий канал вначале движется почти строго вдоль оси электродов до зоны максимума магнитного поля и только потом начинается его вращение (см. рис. 3). При движении вдоль электродов напряжение разряда практически не изменяется, но вместе с началом вращения разряда оно увеличивается. Рост напряжения обусловлен увеличением скорости движения.

Интересно отметить, что если при движении разряда вдоль электродов колебания напряжения практически отсутствовали, то при вращении они появляются и становятся заметными. Это может служить наглядной иллюстрацией того, что пульсации напряжения в коаксиальных системах обусловлены формой межэлектродного промежутка и, возможно, центровкой электродов. Здесь следует еще заметить, что характер подключения катушки заметно сказывается на продолжительности этой фазы, особенно на продолжительности движения разряда вдоль оси электродов (см. рис. 3, 4).

Третья фаза для всех случаев практически одинакова. Она в основном характеризуется установлением стабильности скорости вращения разряда как от оборота к обороту, так и в пределах одного оборота. Эксперименты также показали, что надежность возбуждения разряда сильно зависит от того, каким образом развиваются и протекают первый и второй процессы. Если развитие токопроводящего канала сопровождается резким ростом его скорости перемещения, то вероятность его гашения оказывается высокой. Такие явления имели место при осуществлении пробоя разрядного промежутка в достаточно большом магнитном поле, например, когда инициирование разряда производилось в максимуме магнитного поля (см. рис. 1) при питании катушки от независимого источника. Замечено, что мгновенная скорость движения токопроводящего канала оказывается очень близкой к стационарной при тех же значениях тока, магнитной индукции и параметров окружающего газа, т. е. ее изменение происходит практически безынерционно. Положение осложняется еще и тем, что при этом, как следует из полученных экспериментальных данных, сильное ускорение испытывает и сама плавкая вставка. Очевидно, что надежность возбуждения разряда существенно зависит от возможностей системы электропитания, тем не менее наиболее предпочтительным является его инициирование вне зоны максимального магнитного поля при включении магнитной катушки последовательно с разрядом. При этом желательно, чтобы напряжение на разрядном зазоре до поджига было равно ЭДС источника питания, а инициирование осуществлялось способом, подобным впрыску жидкого металла, например, струей плазмы.

ЦАГИ

Поступила в редакцию
29/XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Щербаков Г. И. Электрический разряд между коаксиальными электродами в поперечном магнитном поле. — Тр. ЦАГИ, 1979, вып. 1949.
2. Алферов В. И., Витковская О. Н., Устинов Ю. С., Щербаков Г. И. Электродуговой нагреватель газа с дугой, вращаемой магнитным полем. — ТВТ, 1971, т. 9, № 2.
3. Круг К. А., Даревский А. И., Зевеке Г. В. и др. Основы электротехники. М. — Л.: ГЭИ, 1952.
4. Лебаск В. А., Подмазов А. В., Пономарев Б. В. Исследование запальной свечи для плазменного зажигания электродуговых подогревателей воздуха. — Изв. СО АН СССР, 1980, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
5. Брон О. Б. Электрическая дуга в аппаратах управления. М. — Л.: Госэнергоиздат, 1954.

УДК 621.791.752 : 546.17 : 546.21 : 620.169.1

В. И. ЛАКОМСКИЙ, А. Я. ТАРАН, С. И. ЗАМКОВОЙ

ЭРОЗИЯ ГРАФИТОВЫХ КАТОДОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В АЗОТНО-КИСЛОРОДНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

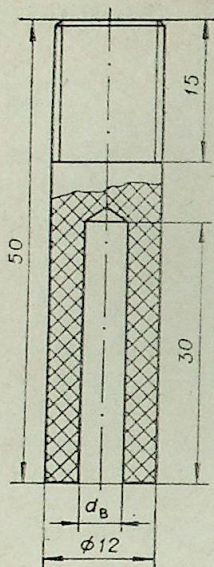
Азот давно известен как легирующий элемент стали. Азотом успешно заменяют часть никеля в аустенитных нержавеющей сталях [1] и улучшают качество современных быстрорежущих сталей [2]. Азот входит в состав нитридно-упрочненных низколегированных конструкционных сталей [3].

Обычно азот вводят в сталь при ее выплавке в виде азотированных ферросплавов. В начале шестидесятих годов в Институте электросварки им. Е. О. Патона АН УССР был предложен принципиально новый способ легирования сталей азотом, позволяющий вводить в металлический расплав азот непосредственно из газовой фазы печи с помощью плазменных источников тепла [4]. По сравнению со старым способом легирования в этом случае можно на каждой тонне ферросплавов экономить 600—700 руб. и 10000 кВт·ч электроэнергии, не говоря уже об экономии трудовых затрат. Ныне для плазменного легирования стали в современных металлургических плазмотронах используются аргон-азотные смеси, причем азот в этом случае необходим высшего сорта или особой чистоты (ГОСТ 9293-74), содержащий не более 0,005 или 0,001% объемного кислорода, соответственно. Столь высокие требования к чистоте азота по кислороду объясняются тем, что в металлургических плазмотронах электроды повсеместно изготавливаются из легированного вольфрама, а стойкость последнего в кислородсодержащей атмосфере чрезвычайно низка.

Если бы удалось взамен вольфрама подобрать другой катодный материал, устойчивый к кислороду, то можно было бы расширить объем и масштабы применения плазменного легирования, так как для него стал бы приемлем технический азот, содержащий до 3% объемного кислорода (ГОСТ 9293-74), ныне бросовый продукт кислородных станций. Каждый металлургический завод полного цикла имеет кислородную станцию, а только один блок современной станции ежегодно выбрасывает в атмосферу свыше миллиарда кубометров такого азота.

По оценке немецких специалистов [5], разведанных мировых запасов вольфрама при сохранении нынешних темпов его расходования хватит лишь на 30 лет. Это заставляет исследователей интенсивно искать новые катодные материалы не только для использования их в металлургических плазмотронах, но и в сварочной технике в целом. На наш взгляд, альтернативой вольфраму может быть графит. Это первый катодный материал, введенный в сварочную технику еще в прошлом веке Н. Н. Бенардосом. В настоящее время графит широко используется как электродный материал для электродуговой выплавки сталей и многих ферросплавов, для воздушно-дуговой резки металлов, в осветительной технике и т. д. Однако скорость его эрозии в электросталеплавильных печах очень высока. Например, в сверхмощной 100-тонной печи эрозия составляет 10^{-3} г/Кл, в печах меньшей емкости и удельной мощности скорость эрозии на порядок ниже. Если принять меры, исключая механическое разрушение электродов и неконтролируемый подсос воздуха в печь, что резко снижает потери графита на окисление, то можно скорость эрозии графитовых элект-

Рис. 1. Конструкция катода.



тродов малого диаметра, работающих при плотности тока $0,5 \text{ А/мм}^2$, довести до 10^{-5} г/Кл [6]. Таких же результатов можно добиться и в плазмотроне, работающем на воздухе при столь же низких плотностях тока [7].

Разумеется, что использование графита для изготовления катодов металлургических плазмотронов при скоростях эрозии 10^{-5} г/Кл и плотностях тока $0,5 \text{ А/мм}^2$ неприемлемо, иначе пришлось бы очень часто менять катоды, а плазмотрон на токи, скажем, 3—5 кА был бы недopusимо больших габаритов.

В настоящей работе поставлена задача изучить стойкость графитовых катодов в атмосфере технического азота при плотностях тока значительно выше общепринятых. Предполагалось изучить скорость эрозии катодов, изготовленных из графита без каких-либо объемных добавок или покрытий.

Полученные данные должны, по нашим представлениям, послужить материалом, с которым в последующем можно было бы сравнить результаты исследования стойкости усовершенствованных катодов. Нами намечены два пути усовершенствования катодов. Первый — поиски наиболее рациональных конструкций. Графит, в отличие от вольфрама, хорошо поддается обработке резанием и является благодатным материалом для решения этой задачи. Второй путь заключается в усовершенствовании катодного материала. Предполагается на основе графита разработать композиционные материалы путем пропитки последнего металлами, окислы и нитриды которых обладают работой выхода электронов ниже, чем у графита, и резко снижают скорость окисления графита в газовой среде.

Для опытов использовался рядовой электродный графит марки ЭГ-0 (ГОСТ 4426-71). Этот графит хотя и уступает по электропроводности графиту марки ВПП — одному из наиболее стойких к газовой эрозии, но широко доступен, дешев и, главное, обладает оптимальной пористостью, позволяющей пропитывать его материалами, повышающими ресурс катода.

В качестве первого шага в направлении поиска рациональных конструкций катода была изучена эрозия полых электродов, показанных на рис. 1.

Полый катод, особенно пленочный, позволяет достигать высоких плотностей тока в дуге при низкой скорости эрозии катодного материала и низкой температуре катода [8, 9]. Классические полые катоды обычно работают при низких давлениях инертных газов и при прокачке газа через полость [9]. Однако известны и другие режимы работы полого катода, когда давление инертного газа P_r в камере близко к атмосферному, а скорость прогонки газа через полость катода V_r равна нулю. При этом снижается глубина затекания плазмы в полый катод и сокращается площадь поверхности полости катода, контактирующей с плазмой [9].

Новое в нашей работе — попытка использования эффекта полого катода в окислительном газе при $P_r = 1 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ и $V_r = 0$. Испытания катодов проводились в камере, через которую пропускался технический азот со скоростью 10—15 л/мин при давлении $10 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$. Время испытания τ составляло от 4 до 20 мин. После поджига дуги разряд быстро выводили на рабочий режим.

Для выбора оптимальной толщины стенки полого катода испытывались электроды с наружным диаметром 12 и внутренней полостью диаметром $d_b = 3, 5, 7$ и 8 мм ($\bar{d} = 12/3, 12/5, 12/7, 12/8$). Дальнейшее уточнение стенки ограничивалось крупнозернистым строением используемого графита. Опыты проводились на токах 200—800 А. Анод был плоским в виде медной ванны, поддерживаемой в водоохлаждаемом медном тигле.

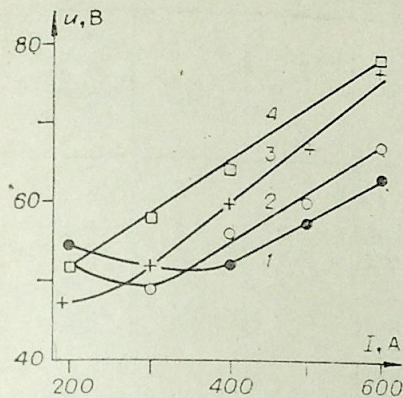


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики графитовых катодов сплошного сечения и полых.

Межэлектродное расстояние 28 мм, диаметр 12/0 (1); 12/3 (2); 12/5 (3); 12/7 (4).

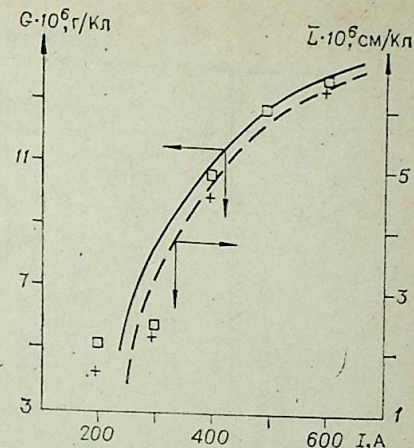


Рис. 3. Зависимость весовой (1) и линейной (2) скоростей эрозии графитового катода сплошного сечения ($\bar{d}12/0$) от тока дуги.

На малых токах, особенно на толстостенных электродах, пятно привязки дуги к катоду располагалось на торце электрода, форма привязки была контрагированной. Разрушение катода в этом случае протекало как путем электрической эрозии в катодном пятне и окисления разогретой части электрода, так и путем отделения от катода в месте привязки дуги мелких частичек графита. Характер такого разрушения хотя и не был регулярным, но его следует учитывать наряду с разбрызгиванием жидкого металла вольфрамовых и медных катодов [10].

С ростом тока наступал разогрев электрода и контрагированная форма привязки дуги менялась диффузной, активное пятно дуги перемещалось в полость на расстояние 1—3 мм от торца катода. Смена форм привязки дуги протекала не при определенном значении тока, а в интервале токов. В пределах этого интервала разряд был неустойчивым — формы привязки дуги чередовались. При достижении верхней границы интервала токов разряд становился устойчиво диффузным. Эта форма привязки дуги характеризовалась высокой степенью стабильности значений тока и напряжения на дуге. Иной был и характер эрозии катода. Главной статьей расхода графита становилось окисление.

Пороговые значения токов, при которых осуществляется переход от контрагированной к диффузной форме привязки дуги к катоду, зависят от площади поперечного сечения стенки полого катода. Чем тоньше стенка катода, тем при меньших токах наступает переход. Так, электроды с $\bar{d} = 12/3$ переходили в режим с диффузной привязкой дуги при токе около 400 А. В то же время катоды с $\bar{d} = 12/7$ и $\bar{d} = 12/8$ при токе 300 А работали в режиме распределенного разряда. Катод сплошного сечения ($\bar{d} = 12/0$), наоборот, вплоть до 600 А работал в режиме контрагированного разряда.

Эффект полого катода в нашем случае проявлялся не только в низкой скорости эрозии катодного материала и высоких плотностях тока, но и в виде вольт-амперных характеристик. Из рис. 2 видно, что ВАХ графитовых электродов с диаметром полости 5 и 7 мм аналогичны характеристикам разряда, горящего в полом катоде. В диапазоне токов 400—600 А производная напряжения по току для полых катодов в полтора раза выше, чем для электродов сплошного сечения, несмотря на то, что в последнем случае мы имеем разряд с контрагированной формой привязки дуги.

Интересно отметить, что почти во всех полых катодах после их работы внутри обнаруживаются отложения сажи углерода в виде венчиков на некотором расстоянии от рабочего торца катода. В электродах

Таблица 1

Эрозия графитового катода

Ток дуги I , А	Время горения дуги τ , мин	Укорочение электрода Δl , мм	Потеря веса электрода Δm , г	$\bar{G} \cdot 10^6$, г/Кл	$\bar{L} \cdot 10^6$, см/Кл	Расчетная потеря веса по укорочению Δm_p , г
$\bar{d} = 12/0 \quad s = 113,1 \text{ мм}^2$						
200	10	$1,6 \pm 0,2$	$0,62 \pm 0,01$	5,2	1,3	0,29
300	10	$4,0 \pm 0,0$	$1,05 \pm 0,03$	5,8	2,2	0,72
400	7	$7,6 \pm 0,1$	$1,79 \pm 0,02$	10,7	4,5	1,37
500	5	$9,0 \pm 1,6$	$1,95 \pm 0,26$	13,0	6,0	1,63
600	4	$9,0 \pm 1,5$	$2,01 \pm 0,18$	14,0	6,3	1,63
$\bar{d} = 12/3 \quad s = 106,0 \text{ мм}^2$						
200	20	$2,1 \pm 0,5$	$0,72 \pm 0,10$	3,0	0,9	0,36
300	20	$3,8 \pm 0,1$	$0,97 \pm 0,04$	2,7	1,1	0,64
400	20	$5,5 \pm 0,3$	$1,36 \pm 0,02$	2,9	1,3	0,93
500	12	$6,2 \pm 0,3$	$1,49 \pm 0,08$	4,1	1,7	1,05
600	8	$16,7 \pm 1,8$	$3,13 \pm 0,35$	11,0	5,8	2,83
$\bar{d} = 12/5 \quad s = 93,4 \text{ мм}^2$						
200	20	$3,0 \pm 0,6$	$0,73 \pm 0,04$	3,0	1,3	0,45
300	20	$3,6 \pm 1,2$	$1,40 \pm 0,24$	3,9	2,4	1,29
400	20	$7,1 \pm 2,3$	$1,82 \pm 0,23$	4,0	1,5	1,05
500	10	$18,3 \pm 3,9$	$3,06 \pm 0,59$	10,1	6,1	2,73
$\bar{d} = 12/7 \quad s = 74,5 \text{ мм}^2$						
200	20	$5,0 \pm 0,2$	$0,72 \pm 0,04$	3,0	2,0	0,59
300	20	$8,5 \pm 1,8$	$1,13 \pm 0,17$	2,8	2,3	1,01
400	20	$7,9 \pm 1,3$	$1,62 \pm 0,28$	3,2	1,6	0,94
500	10	$5,0 \pm 0,1$	$1,08 \pm 0,05$	3,6	1,6	0,59
600	15	$10,8 \pm 0,6$	$1,95 \pm 0,11$	3,6	2,0	1,29
700	12	$15,4 \pm 0,1$	$2,28 \pm 0,09$	4,5	3,0	1,84
800	5	$11,8 \pm 2,8$	$1,66 \pm 0,36$	6,9	4,9	1,41
$\bar{d} = 12/8 \quad s = 62,8 \text{ мм}^2$						
200	20	$6,0 \pm 0,6$	$0,69 \pm 0,03$	2,9	2,5	0,61
300	20	$10,3 \pm 1,8$	$1,01 \pm 0,08$	2,8	2,8	1,05
400	20	$6,9 \pm 0,6$	$1,19 \pm 0,04$	2,5	1,4	0,71
500	10	$5,0 \pm 1,3$	$0,90 \pm 0,16$	3,0	1,6	0,51
600	10	$17,5 \pm 1,5$	$2,24 \pm 0,12$	6,2	4,8	1,79
700	7	$14,8 \pm 3,0$	$1,95 \pm 0,22$	7,1	5,0	1,52
800	6	$17,8 \pm 1,6$	$2,14 \pm 0,03$	7,4	4,6	1,82

с $\bar{d} = 12/3$ и $\bar{d} = 12/5$ эти отложения полностью перекрывают отверстие полости.

Потеря веса катода в результате его эрозии Δm определялась на лабораторных весах с точностью 0,01 г, а укорочение Δl — с помощью штангенциркуля с точностью 0,1 мм, причем значение Δl каждого опыта определялось как среднее арифметическое из трех отдельных измерений, поскольку торец электрода обгорал не всегда равномерно. Табличное значение $\Delta \bar{m}$ и $\Delta \bar{l}$ представляет собой среднюю величину из трех опытов. Результаты определения $\Delta \bar{m}$ и $\Delta \bar{l}$, а также весовая и линейная скорости эрозии катодов представлены в табл. 1 (s — площадь поперечного сечения графитового катода).

Весовая скорость эрозии определялась из потери веса катода, тока и времени горения дуги: $\bar{G} = \Delta \bar{m} / (I\tau)$, г/Кл. По аналогии с этой величиной определялись значения линейной скорости разрушения катодов: $\bar{L} = \Delta \bar{l} / (I\tau)$, см/Кл. Эта величина, на наш взгляд, лучше, чем весовая скорость эрозии, характеризует интенсивность разрушения стержневого катода. Хотя весовая скорость эрозии наиболее полно отражает кинетику разрушения катода, особенно в окислительных газовых средах, она не пригодна для сравнения катодных материалов, резко отличающихся друг

Таблица 2

Эрозия вольфрамового катода

Ток дуги I , А	Время горения дуги τ , мин	Укорочение электрода Δl , мм	Потеря веса электрода Δm , г	$\bar{G} \cdot 10^6$, г/Кл	$\bar{L} \cdot 10^6$, см/Кл
75	5,5	30,2	4,17	170	120
100	2,7	10,9	2,49	160	68
100	2,0	11,3	1,61	130	98
100	4,5	22,5	3,21	120	83

от друга по плотности. В то же время нам важно знать не общее уменьшение веса стержневого электрода, а изменение в процессе работы его геометрических размеров, в частности длины. Паллиативом в этом случае может служить скорость объемной эрозии (см³/Кл). Эту величину можно определить, зная плотность материала катода и изменение его массы в конце работы. Однако при исследовании неоднородных катодных материалов (например, графита с защитными покрытиями) или при изменении состава материала в процессе работы катода этой величиной нельзя воспользоваться. В этом смысле линейная скорость эрозии — наиболее универсальная величина.

Для сравнения с графитом в табл. 2 показаны результаты испытания в тех же условиях (плотность тока и газовая среда) вольфрамовых катодов сплошного сечения марки ЭВЧ (ГОСТ 23949-80) диаметром 3 мм. Графический анализ зависимостей \bar{G} и \bar{L} от тока дуги показал, что все исследованные катоды по их эрозионным характеристикам можно условно разделить на три группы.

К первой группе следует отнести катоды сплошного сечения (рис. 3). Здесь интенсивность нарастания скорости эрозии катода с ростом тока практически неизменна во всем токовом диапазоне.

Вторую группу составляют толстостенные полые катоды $\bar{d} = 12/3$ и $\bar{d} = 12/5$. Отличительной особенностью эрозионных характеристик этих катодов является существование порогового значения тока дуги, до которого весовая и линейная скорости эрозии катода очень слабо зависят от тока, а выше — весьма сильно. На рис. 4 видно, что пороговый ток для катода $\bar{d} = 12/3$ составляет 500 А.

В третью группу входят тонкостенные полые катоды $\bar{d} = 12/7$ и $\bar{d} = 12/8$. Их зависимости эрозии от тока дуги имеют явно выраженный минимальный экстремум (рис. 5). Это позволяет выбрать оптимальный с точки зрения ресурса катода диапазон рабочих токов дуги. Для катодов

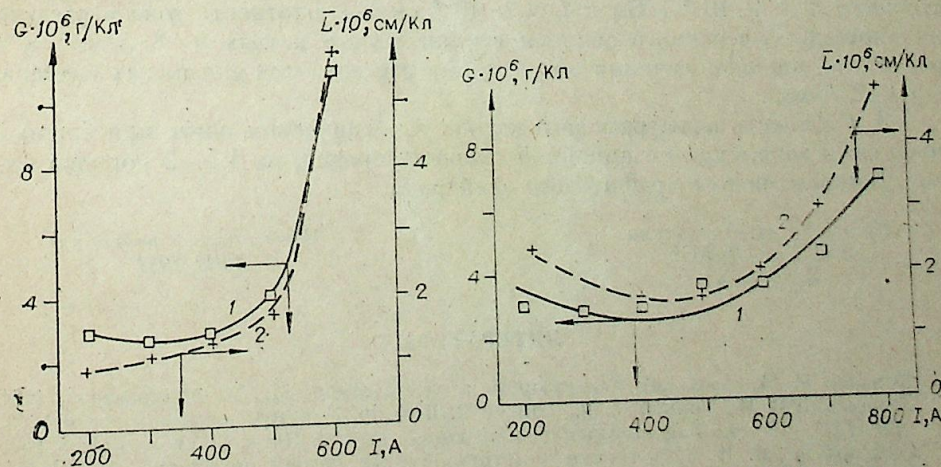


Рис. 4. Зависимость весовой (1) и линейной (2) скоростей эрозии графитовых полых катодов $\bar{d} = 12/3$ от тока дуги.

Рис. 5. Зависимость весовой (1) и линейной (2) скоростей эрозии графитовых полых катодов $\bar{d} = 12/7$ от тока дуги.

$\bar{d} = 12/7$ это будет 400—600А. Из всех представленных рисунков видно, что, несмотря на довольно высокий окислительный потенциал газовой среды, линейная скорость эрозии \bar{L} наряду с весовой \bar{G} является достоверной характеристикой графитовых катодов.

С целью определения доли окисления графита в общей эрозии катода нами найдены расчетные потери веса электрода в результате его укорочения $\Delta \bar{m}_p = \Delta I s p$, где p — плотность исследуемого графита ($1,6 \text{ г/см}^3$). Результаты расчета представлены в последней колонке табл. 1. Разница между реальной и расчетной потерями веса в нашем случае может быть отнесена на счет окисления боковых (наружной и внутренней) поверхностей полого катода. Расчет показывает, что потери графита вследствие окисления составляют от 10 до 50%, но в среднем 25% от общей эрозии катода. Интересно отметить, что при оптимальных режимах горения разряда ($\bar{d} = 12/7$, $I = 400\text{—}600\text{А}$) доля потерь катодного материала в результате окисления составляет 40%. Известно [11], что скорость окисления графита в газовой фазе находится в сложной зависимости от температуры, но при $T > 1700^\circ\text{С}$ она монотонно растет с температурой. Температура графитового катода, естественно, выше указанного значения [12] и поэтому можно полагать, что чем больше доля потерь на окисление, тем выше температура стенок полого графитового катода и, следовательно, оптимальному режиму горения дуги соответствует более высокая температура катода.

В заключение следует отметить, что при достигнутой стойкости ($\bar{L} < 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ см/Кл}$) и плотности тока ($5\text{—}8 \text{ А/мм}^2$) полые графитовые катоды $\bar{d} = 12/7$ вполне могут быть использованы в плазмотронах, работающих на техническом азоте, для разделительной резки различных металлов и сварки меди, если технологический цикл операции не превышает 2—3 мин.

Чтобы использовать графитовые катоды в металлургических плазмотронах, потребуется снизить скорость эрозии электродов по крайней мере еще на порядок. Для этого необходимы дальнейший поиск наиболее рациональных конструкций катодов и создание новых графитометаллических композиций.

ВЫВОДЫ

1. Для работы в атмосфере технического азота полые графитовые катоды с диффузной формой привязки дуги предпочтительней сплошных.
2. Из исследованных полых графитовых катодов наибольшим ресурсом при работе на токах 400—600А обладают катоды диаметром 12/7. Весовая и линейная скорости эрозии этих катодов на указанных токах составляют $\bar{G} < 4 \cdot 10^{-6} \text{ г/Кл}$ и $\bar{L} < 2 \cdot 10^{-6} \text{ см/Кл}$, плотность тока в расчете на площадь поперечного сечения стенки полого катода $5\text{—}8 \text{ А/мм}^2$, а в расчете на площадь сечения полости, как это делается для полых катодов, $8\text{—}12 \text{ А/мм}^2$.
3. Стойкость вольфрамового катода в техническом азоте при близкой плотности тока, судя по линейной скорости эрозии, на 1,5—2 порядка ниже стойкости полого графитового электрода.

Институт электросварки
им. Е. О. Патона,
Запорожье

Поступила в редакцию
28/II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев М. А. Азот как легирующий элемент стали. М.: Металлургиздат, 1961.
2. Лакомский В. И., Торков Г. Ф., Тригуб В. К. и др. Поведение азота в стали Р6М5 при ЦДП.— В кн.: Рафинирующие переплавы, вып. 2. Киев: Наукова думка, 1975.
3. Гольдштейн М. И. Упрочнение конструкционных сталей нитридами. М.: Металлургия, 1970.
4. Лакомский В. И., Забарилло О. С., Торков В. Ф. Способ легирования сталей и сплавов. Авт. св. № 213071.— Бюл. изобр., 1977, № 45.

5. Cümpel P., Weingand H. Betrachtungen über die langfristige Zeigerungsmittelversorgung aus dem Gebiet der Werkzeugstähle.— TEW-Technische Berichte, 1979, N 2.
6. Кузовенков В. И., Пятковский А. Г. Экспериментальный метод определения скорости горения графитированных электродов в дуговом режиме.— В кн.: Совершенствование технологии и улучшение качества электродной продукции, вып. 6. Челябинск, 1976.
7. Пашацкий Н. В., Молчанов Е. А. Эрозия графитовых электродов плазмотрона переменного тока.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
8. Марахтанов М. К. Два режима разряда с полым катодом.— ТВТ, 1980, т. 18, № 6.
9. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах/Жуков М. Ф., Козлов Н. П., Пустогаров А. В. и др. Новосибирск: Наука, 1982.
10. Кесаев К. Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
11. Уббелюде А. Р., Льюис Ф. А. Графит и его кристаллическое строение. М.: Мир, 1965.
12. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961.

В. К. ФЕДОРОВ

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ
И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Постановка задачи. Качество работы электроэнергетической системы (ЭЭС) в большой степени зависит от чувствительности показателей качества к изменениям параметров системы (ПС). Анализ чувствительности позволяет решить задачу настройки параметров ЭЭС для достижения требуемых показателей качества (ПК), что входит составной частью в типичную задачу проектирования: при фиксированном наборе номинальных параметров ЭЭС должна работать наилучшим образом и обеспечивать экстремальные значения ПК.

С другой стороны, чувствительность определяет поведение ЭЭС в условиях нежелательной вариации ее параметров и высокая чувствительность в некоторых обстоятельствах становится причиной того, что ЭЭС оказывается совершенно неустойчивой в работе. Такая неустойчивость называется функциональной и ее не надо смешивать с динамической неустойчивостью систем.

Задача о функциональной устойчивости систем в изложении [1] формулируется так: система функционально устойчива, если при заданной сколь угодно малой области ξ в пространстве ПК можно указать такую область $\delta(\xi)$ в пространстве ПС, что при нахождении конца вектора ПС в любой точке области $\delta(\xi)$ конец вектора ПК не выйдет за пределы области ξ , в противном случае система будет функционально неустойчивой.

Исходя из этой общей задачи в статье предпринята попытка определить условия, приводящие к нарушению функциональной устойчивости ЭЭС, дать их количественные оценки и выявить связь между чувствительностью и функциональной устойчивостью ЭЭС.

Метод решения. Решение поставленной задачи опирается на математическую модель ЭЭС [2], для которой уравнение движения эквивалентного агрегата i -й станции имеет вид

$$\frac{d\varphi_i}{dt} = \omega_i; \quad J_{ri} \frac{d\omega_i}{dt} + T_{yi} \omega_i + \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^n \rho_{ij} (\varphi_i - \varphi_j) = p_i - \mu_i; \quad (1)$$

$$T_{ni} \frac{dp_i}{dt} + p_i + k_i \cdot \omega_i = \sigma_i; \quad T_{ui} \frac{d\sigma_i}{dt} + \sigma_i = u_i; \quad i = \overline{1, n},$$

где φ_i, φ_j — соответственно отклонения углов эквивалентных агрегатов i -й j -й станций; ω_i — частота i -й станции; p_i — суммарное приращение мощности i -й станции; μ_i — внеплановое изменение нагрузки i -й станции; σ_i — сигнал вторичного регулятора i -й станции; u_i — сигнал управления i -й станции; ρ_{ij} — коэффициент синхронизирующего момента между i -й и j -й станциями; k_i — коэффициент усиления первичного регулятора скорости турбины i -й станции; $J_{ri}, T_{yi}, T_{ni}, T_{ui}$ — соответственно приведенная постоянная механической инерции ротора, постоянная успокоения, постоянная времени парового объема, постоянная времени вторичного регулятора i -й станции. Для i -го эквивалентного агрегата вектором переменных состояния является $x_i = (\varphi_i, \omega_i, p_i, \sigma_i)$, вектором па-

раметров — $R_i(k_i, J_{ri}, T_{yi}, T_{ni}, T_{ui})$, вектором возмущений — $j_i = (-\mu_i, u_i)$, $i = \overline{1, n}$.

Принятая модель ЭЭС описывает электромеханические процессы в отклонениях переменных состояния от их установившихся значений, причем данная модель применима в том случае, если напряжение в сети неизменно и влиянием вторых производных отклонений мощности на динамику ЭЭС пренебрегается. Эти два допущения конкретизируют тот круг задач, для которых справедливы дальнейшие рассуждения.

Запишем матричное уравнение состояния ЭЭС в виде

$$\frac{dX}{dt} + Q \cdot X(t) = F(t), \quad (2)$$

где $x = (x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n)^T$ — вектор переменных состояния;

$$x_i = (\varphi_i, \omega_i, p_i, \sigma_i)^T;$$

$F = (f_1, f_2, \dots, f_i, \dots, f_n)^T$ — вектор возмущающих воздействий;

$$f_i = \left(0, -\frac{\mu_i}{J_{ri}}, 0, \frac{u_i}{T_{ui}} \right)^T;$$

$$Q = \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} & \dots & Q_{1j} & \dots & Q_{1n} \\ Q_{12} & Q_{22} & \dots & Q_{2j} & \dots & Q_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ Q_{i1} & Q_{i2} & \dots & Q_{ij} & \dots & Q_{in} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ Q_{n1} & Q_{n2} & \dots & Q_{nj} & \dots & Q_{nn} \end{bmatrix} \text{ — матрица коэффициентов;}$$

$$Q_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\rho_{ij}}{J_{ri}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$Q_{ii} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^n \frac{\rho_{ij}}{J_{ri}} \frac{T_{yi}}{J_{ri}} - \frac{1}{J_{ri}} & 0 \\ 0 & \frac{k_i}{T_{ni}} & \frac{1}{T_{ni}} & -\frac{1}{T_{ni}} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{T_{ui}} \end{bmatrix};$$

t — знак транспонирования.

Качество функционирования ЭЭС определяется вектором ПК L , который является некоторым функционалом вектора параметров ЭЭС R

$$L = \gamma(R).$$

Многообразие условий, в которых работает ЭЭС, определяется набором заданных параметров R , кроме того, существуют вариации заданных параметров, приводящие к дополнительному многообразию условий. Для приспособления к случайным, заранее не предсказуемым изменениям параметров R и поддержания наилучшего значения ПК в течение времени $(t_0, t_0 + \Delta t)$ ЭЭС необходимо количество информации ΔI , вносимое управляющими воздействиями. Это количество информации определяется через приращение энтропии ЭЭС ΔH в [3] соотношением

$$\Delta I = -\Delta H = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \log_2(1 - r_{ij}^2), \quad (3)$$

где r_{ij} — элемент нормированной матрицы корреляционных моментов (МКМ) переменных состояния. Методика отыскания нормированной МКМ переменных состояния системы уравнений (1) на отрезке времени $(t_0, t_0 + \Delta t)$ изложена в [4].

В соответствии с этой методикой МКМ $K_x = [A_{ij}]$, $i, j = \overline{1, n}$, удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{dK_x}{dt} + Q \cdot K_x + K_x \cdot Q^T = M[F \cdot x^T] + M[x \cdot F^T], \quad (4)$$

где M — операция математического ожидания. Решение матричного уравнения (4) позволяет отыскать дисперсии и корреляционные моменты переменных состояний. Единственность решения обеспечивается заданием МКМ $K_x(t_0)$ для начального момента времени t_0 .

От МКМ $K_x = [A_{ij}]$ нетрудно перейти к нормированной МКМ $K_x^u = [r_{ij}]$, для которой элементы $r_{ij} = A_{ij}/\sqrt{D_{ii}D_{jj}}$, где $D_{ii}D_{jj}$ — дисперсии i -й и j -й переменных состояний.

Отыскание МКМ K_x подчеркивает удобство принятой модели ЭЭС, поскольку получение уравнения (4) связано с операцией центрирования, а для выбранной модели ЭЭС эта операция в значительной степени упрощается.

Оптимальная ЭЭС приспособляется к случайным изменениям параметров R наилучшим, т. е. единственным из всех возможных, способом. Это означает, что хотя бы одна переменная состояния изменяется по близкому к детерминированному закону и, следовательно, элементы столбца нормированной МКМ, соответствующего этой переменной состояния, стремятся к единице. Тогда из выражения (3) следует, что $\Delta I \rightarrow \infty$. Оптимальная ЭЭС, если ее можно было бы создать, оказалась бы энтропийно или, что то же самое, информационно неустойчивой к малейшим вариациям условий функционирования, приводящим к изменению параметров R .

Следовательно, энтропийно устойчивыми являются приблизительно оптимальные ЭЭС. Для таких ЭЭС элементы МКМ переменных состояния обязательно меньше единицы.

Покажем, что для оптимальных ЭЭС энтропийная неустойчивость влечет за собой функциональную неустойчивость. Пусть оптимальная ЭЭС функционально устойчива, т. е. конец вектора ПК находится в области ξ , а конец вектора ПС — в области $\delta(\xi)$. Величина L имеет экстремальное значение и $\frac{\partial L}{\partial R} = 0$. Однако при малейших вариациях вектора ПС конец вектора ПК выйдет из области ξ , поскольку для того, чтобы оставить его внутри области ξ необходимо количество информации $\Delta I \rightarrow \infty$.

Если считать, что ПК представляет собой непрерывную функцию от R , то вывод о функциональной неустойчивости означает, что чем ближе ЭЭС к оптимальной, тем больше ее чувствительность, иначе говоря, чем больше непредсказуемости в условиях функционирования, тем оптимальная ЭЭС будет хуже приспособляться к этим условиям и даже может оказаться неработоспособной. Исходя из предыдущих рассуждений, можно сформулировать «золотое правило» энергетики: чтобы ЭЭС была функционально устойчивой, она должна быть в достаточной степени неупорядоченной; чувствительность можно уменьшить лишь ценой ухудшения ПК.

Функциональная устойчивость связана с приспособляемостью ЭЭС к изменениям условий функционирования, при этом решающее значение имеет скорость изменения компонент вектора ПС, т. е. успеет или не успеет ЭЭС осуществить необходимые изменения в своей структуре за определенное время Δt . Изменение структуры ЭЭС влечет за собой и изменение энтропии. Так, изменение какой-либо компоненты R_s вектора ПС R приведет к приращению энтропии ЭЭС со скоростью

$$\frac{\partial H}{\partial R_s} \sim \frac{r_{ij}}{1 - r_{ij}^2} \cdot \frac{\partial r_{ij}}{\partial R_s} \quad (5)$$

ЭЭС будет абсолютно функционально устойчивой по параметру R_s , если $\frac{\partial H}{\partial R_s} = 0$, при этом приращение энтропии из-за изменения параметра R_s не будет происходить и, значит, не требуется никакой информации для приспособления ЭЭС к новым условиям функционирования (произошло изменение параметра R_s).

Из выражения (5) следует, что $\frac{\partial H}{\partial R_s} = 0$ тогда, когда а) $r_{ij} = 0$ или

б) $\frac{\partial r_{ij}}{\partial R_s} = 0$. Случай а означает, что между переменными состояниями не существует корреляции, иначе говоря, переменные состояния не оказывают никакого влияния друг на друга. Однако это практически не осуществимо, так как здесь целенаправленное поведение ЭЭС не имеет места. Случай б означает, что или корреляционный момент r_{ij} , как функция от R_s , имеет минимум, при этом чувствительность r_{ij} по параметру R_s равна 0, или корреляционный момент r_{ij} вообще не зависит от параметра R_s . Следовательно, абсолютная функциональная устойчивость ЭЭС по параметру R_s достигается в том случае, когда корреляционный момент r_{ij} или имеет локальный минимум по параметру R_s , или не зависит от R_s . Аналогично можно определить абсолютную функциональную устойчивость ЭЭС по остальным параметрам системы. При отыскании условий абсолютной функциональной устойчивости ЭЭС вместо функции чувствительности, определенной в [5] как

$$z_{hs} = \frac{\partial x_h}{\partial R_s},$$

(где x_h — k -я переменная состояния; R_s — s -й параметр системы, введен ее статистический аналог $z_{ij}^{ст} = \frac{\partial r_{ij}}{\partial R_s}$).

Для реально существующих ЭЭС трудно ожидать точного выполнения полученного критерия абсолютной функциональной устойчивости. Некоторые ЭЭС в этом смысле будут лучше, некоторые хуже. Рассматривая энтропийные характеристики в качестве обобщенных показателей качества, наиболее целесообразным критерием функциональной устойчивости ЭЭС представляется такой критерий, выполнение которого сможет обеспечить функционирование ЭЭС с максимальной энтропией H_{max} , заключенной в такой ЭЭС и минимальной скорости изменения энтропии $V_{min} = \frac{dH}{dt}$ [7]. При этом структура ЭЭС должна удовлетворять двум взаимно противоречивым требованиям — простоте и гибкости. Максимум энтропии обычно имеет место в упорядоченных иерархических структурах, в то время как минимизация скорости изменения энтропии требует неупорядоченных структур.

Скорость нарастания энтропии во времени определяется согласно [6] как

$$\frac{\partial H}{\partial t} \sim \text{Tr}(Q),$$

где Tr — след матрицы.

Как видно из (2), величина $\frac{\partial H}{\partial t}$, в первую очередь, зависит от величины инерционных моментов роторов эквивалентных агрегатов, и чем больше величины J_{ri} , $i = 1, n$, тем больше скорость нарастания энтропии. Действительно, эквивалентные агрегаты с более массивными роторами позволяют предсказывать свое состояние более точно, нежели эквивалентные агрегаты с менее массивными роторами, другими словами, «инерционность» состояния в данном случае выше, а поэтому и скорость нарастания энтропии меньше.

Обозначим время, за которое $\frac{\partial H}{\partial t}$ достигает некоторого критического значения $V_{кр}$, через T_0 . Если система управления успевает за время $T \leq T_0$ скорректировать режим ЭЭС при изменении условий функционирования, то ЭЭС будет функционально устойчивой. Если $T > T_0$, то может возникнуть ситуация, когда система управления не справится с нарастающей неопределенностью в состоянии ЭЭС и ЭЭС не успеет приспособиться к изменениям условий функционирования. Наступит функциональная неустойчивость ЭЭС [7].

Приведенные количественные оценки, полученные при анализе функциональной устойчивости ЭЭС, могут представить самостоятельный

интерес, однако главное заключается в тех достаточно общих результатах, которые они отображают. Основные из этих результатов:

1. Абсолютная функциональная устойчивость ЭЭС по параметру R , достигается в том случае, если корреляционные моменты r_{ij} имеют локальный минимум по этому параметру.

2. Иерархическая структура ЭЭС оказывается надежной для поддержания функциональной устойчивости лишь до тех пор, пока ее инерционность достаточно велика.

Омский
политехнический институт

Поступила в редакцию
18/X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган И. М. Прикладная теория информации. М.: Радио и связь, 1981.
2. Козлов В. Н., Строганов Р. П. Математическая модель асимптотического движения сложных энергообъединений. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1980, № 5.
3. Федоров В. К. Энтропийная модель электроэнергетических систем. Рукопись депонирована в Информэлектро 21 декабря 1981, № 395-д/81.
4. Федоров В. К. К статистической теории переходных режимов электроэнергетических систем. — Изв. ВУЗов СССР. Энергетика, 1981, № 9.
5. Кокотович П. В., Рутман Р. С. Теория чувствительности и алгоритмы воздействия на параметры систем управления. Тр. 3-го Всес. совещ. по автоматическому управлению. М.: Наука, 1968.
6. Красовский А. А. Энтропийная устойчивость линейных непрерывных САУ. — Изв. АН СССР. Техническая кибернетика, 1963, № 5.
7. Федоров В. К. Модель цепного развития аварийного режима в электроэнергетической системе. Тез. докл. Всес. науч. конф. «Моделирование электроэнергетических систем». Баку, 1982.

ХРОНИКА

IX ВСЕСОЮЗНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ГЕНЕРАТОРАМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

В 1963 г. в Новосибирске состоялась I Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы, поэтому IX конференцию (октябрь 1983 г., Фрунзе) можно назвать юбилейной.

В работе конференции участвовало более 300 специалистов из 44 городов страны от 143 научно-исследовательских организаций АН СССР и АН союзных республик, вузов, научно-производственных объединений и конструкторских бюро.

Всего на конференции было представлено более 200 докладов и стендовых сообщений, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию газоразрядной плазмы, изучению приэлектродных явлений, разработке методов и аппаратуры для диагностики плазмы, исследованию и применению плазменных генераторов разных типов, автоматизации процессов плазменной технологии и т. д.

Анализ мирового развития плазменной технологии свидетельствует о назревании мощного скачка, повсеместном внедрении плазмохимической и плазмометаллургической технологий, обеспечивающих экономии всех видов ресурсов, комплексную переработку минерального сырья, создание безотходных технологий, защиту окружающей среды и т. д.

Прогресс в плазменной технике и технологии невозможен без обширного расчетно-теоретического обоснования выбора параметров, определяющих не только оптимальные энергетические, расходные и экономические показатели, но и возможность надежного управления плазмотроном и обеспечение качественного протекания технологических процессов. Чисто экспериментальный путь отработки плазменной техники не только нерационален, но и неосуществим из-за большого набора факторов, влияющих на протекание процессов. Поэтому широкое развитие получили как расчетные методы на ЭВМ, так и математическое моделирование.

Трудность теоретических исследований плазменных потоков обусловлена сложностью и многообразием протекающих в них процессов. В плазменной струе присутствуют частицы с самыми различными свойствами и законами взаимодействия (молекулы, радикалы, атомы, заряженные частицы); происходят разнообразные процессы переноса (теплообмен, электропроводность, излучение и т. д.) и химические реакции.

Полное математическое решение задачи взаимодействия газоразрядной плазмы со стенками канала, рабочей средой, магнитными полями оказалось одной из самых сложных задач в механике сплошной среды. Особенно это относится к расчету турбулентных течений. Поэтому параллельно с теоретическими исследованиями плазменных струй велись и в настоящее время практически закончены поиски эмпирических зависимостей в критериальном виде для обобщения многочисленных экспериментальных данных.

Больших успехов в этой области достигли ученые Москвы, Новосибирска, Куйбышева, Минска, Фрунзе и др. Сопоставление их результатов с соответствующими зарубежными работами показывает высокий уровень исследований, в частности, аналитических методов и численного моделирования стационарных процессов в газоразрядной плазме. Особенно важным является сочетание расчетно-теоретических методов с экспериментальными, что позволяет эффективно определять основные параметры, уточнение которых может быть экономично проведено только в процессе опытной доводки.

Чрезвычайно сложной задачей представляется разработка и создание генераторов плазмы, удовлетворяющих жестким требованиям промышленности: обеспечение нагрева широкого спектра рабочих сред — инертных и химических активных газов и смесей, водяного пара, природного газа и т. д.; работоспособность конструкции плазмотрона при давлениях в камере $(1 \div 100) \cdot 10^3$ Па, температурах $2000 \div 15000$ К; ресурс работы — сотни часов; высокий КПД установки. Кроме того, для различных отраслей народного хозяйства нужны плазмтроны разных мощностей — от долей киловатт до десятка мегаватт.

Для реализации поставленных задач понадобилось решить ряд теоретических проблем и провести большое количество экспериментальных исследований. Получены ценные результаты в разработке теории электрической дуги, в определении ее локальных и интегральных характеристик при воздействии различных внешних факторов. Имеются определенные успехи в экспериментальных исследованиях приведения дуги в развитом турбулентном потоке, в изучении важных процессов в прикатоде области разряда; определены и реализованы методы защиты стенок разрядной камеры от интенсивных плазменных потоков и т. д. Эти исследования позволили создать высокоэффективные плазмтроны и разработать методику их расчета.

Конференция созла целесообразным направить усилия ученых на решение одной из актуальнейших проблем современности — защиты окружающей среды, утилизации токсичных отходов производства. Необходимо создание таких технологий, когда обеспечивалась бы максимальная переработка сырья, что свело бы к минимуму объем сбрасываемых чуждых природе вредных соединений. Чрезвычайно важна проблема газификации угля с точки зрения охраны окружающей среды, но и рациональной переработки низкосортных углей в газообразное топливо, которое легко доставлять потребителю в любую точку страны.

В перспективе основную долю органического топлива, потребляемого промышленностью страны, будут составлять преимущественно бурые и каменные угли Сибири, Казахстана и Средней Азии. Отсюда ясно, насколько важны работы по поиску новых путей утилизации промышленных отходов, вредных для окружающей среды. Плазменный метод обеспечивает переработку практически любого химического сырья, замкнутость цикла, безотходность и автоматизацию технологии.

После VIII Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы многие научные подразделения страны уделяли большое внимание теоретическому и экспериментальному исследованию гетерогенных (многокомпонентных) плазменных струй. Явления, протекающие при взаимодействии вводимых частиц с высокотемпературным потоком газа, существенно влияют на качество напыляемого покрытия. Проблема сводится к исследованию ускорения частиц, их тепломассообмена, физико-химических процессов межфазного взаимодействия в турбулентных или ламинарных гетерогенных плазменных струях.

Вследствие многопараметричности рассматриваемых явлений и существенных методических трудностей исследование таких потоков должно базироваться на комплексном подходе, включающем диагностику плазменной струи с применением дисперсных частиц, численное моделирование процессов и создание проблемно-ориентированных пакетов прикладных программ. Конференция одобрила создание в Институте теплофизики СО АН СССР многоцелевого автоматизированного экспериментального стенда, где будет проводиться комплексная диагностика запыленных высокотемпературных потоков, отработка технических и программных средств для контроля, стабилизации и управления режимными параметрами плазменных установок, оптимизации и роботизации процесса напыления с помощью мини- и микроЭВМ.

Заметные успехи были отмечены в исследовании и разработке высокочастотных, сверхвысокочастотных и импульсных генераторов плазмы, используемых также для нанесения защитных покрытий на медные зеркала, применяемые в металлооптике; при получении пленочных материалов для электронной техники; при обработке огнеупорных и тугоплавких материалов; для очистки поверхностей изделий от масляных пленок и других загрязнений; травления, испарения диэлектриков и т. п.

Для разработки и проектирования генераторов плазмы чрезвычайно ценную информацию дает диагностика плазмы. Работы в этой области проводятся в следующих направлениях: перенос классических (оптических и зондовых) методов на плазменные среды, создание новых методов диагностики, автоматизация измерений и управление экспериментальными установками на базе мини- и микроЭВМ, расширение существующих методов измерений на основе развития теории и алгоритмов математической обработки данных. Из представленных на конференции работ можно отметить систему из двух микроЭВМ (разработана в Институте термо- и электрофизики АН ЭССР, Таллин) для управления режимными параметрами плазмотрона, измерения, обработки и регистрации поступающей информации.

Значительный интерес для экспресс-анализа режимов работы плазмотронов в промышленных условиях представляет диагностический комплекс, разработанный в Ленинградском политехническом институте. Высокую оценку участников конференции заслужили работы по плазменной томографии, выполненные совместно с Институтом теплофизики СО АН СССР, Институтом теоретической и прикладной механики СО АН СССР.

Отметив определенные успехи, конференция обратила внимание специалистов на необходимость усиления работ в области исследования неравновесных и нестационарных разрядов; изучения горения дуги в экстремальных условиях (большие токи, высокое давление, различные плазмообразующие среды и т. д.); углубленного исследования приэлектродных явлений, определяющих ресурс непрерывной работы плазмотронов и чистоту генерируемой плазмы; развития имеющихся и разработки новых методов диагностики плазмы (томография, лазерная диагностика и т. д.); внедрения систем автоматизации эксперимента и управления плазменными установками на базе мини- и микроЭВМ; в области математического моделирования и экспериментальной проверки моделей; разработки и создания мощных электродуговых и высокочастотных генераторов плазмы для различных технологических процессов.

Принять рекомендации, завершить в ближайшее время работы по унификации основных электрических параметров плазмотронов в целях разработки оптимальных источников питания к ним.

В настоящее время, когда достижения науки стали непосредственной производительной силой общества, необходимо активное участие больших творческих коллективов ученых и специалистов в решении крупных общегосударственных проблем. Поэтому регулярно проводимая конференция с постоянно действующим Оргкомитетом, наряду с быстрым реагированием на научные результаты, позволяет одновременно осуществлять долгосрочную научную политику, без которой невозможно эффективное внедрение научных результатов в народное хозяйство.

Председатель Оргкомитета М. Ф. Жуков

ПОРЯДОК ДЕПОНИРОВАНИЯ СТАТЕЙ

Депонирование статей осуществляется по решению редакционной коллегии журнала.

В журнале печатаются подробные аннотации статей, а полные тексты хранятся в ВИНТИ. Объем аннотации не должен превышать 2 стр. машинописного текста. В отдельных случаях в аннотацию можно включить рисунок, таблицу, основные формулы и т. п.

Сроки опубликования аннотаций значительно короче сроков публикации статей.

Депонированные статьи считаются научными публикациями и учитываются при защите диссертаций.

Правила оформления статей, депонируемых в ВИНТИ

1. На депонирование представляются рукописи отредактированные, вычитанные, готовые к размножению способом беззаборной печати.
2. В ВИНТИ высылаются 3 экз. статьи (первый и две копии).
3. К этим трем экземплярам статьи прилагаются 4 титульных листа (два первых экземпляра и две копии).
4. На титульном листе должно быть напечатано:
 - а) в верхнем правом углу — Редакция журнала «Известия СО АН СССР. Серия технических наук»,
 - б) в середине страницы — индекс УДК,
 - в) ниже — инициалы и фамилии авторов,
 - г) еще ниже — название работы,
 - д) внизу, в середине страницы: город и год депонирования (Москва — 1984).
5. Все страницы рукописи, кроме титульного листа (он считается первой страницей, но цифра 1 на нем не ставится), нумеруются на машинке, цифра ставится сверху, в середине строки: 2, 3 и т. д. (но не — 2 —, — 3 —).
6. Текст статьи авторами не подписывается, а подписывается только один первый экземпляр титульного листа (внизу слева).
7. Требования к качеству машинописного текста:
 - а) весь текст рукописи должен быть напечатан на одной и той же (непоративной) машинке через 1,5—2 интервала четким шрифтом;
 - б) страницы рукописи и титульный лист должны иметь четыре поля: верхнее и два боковых — 25 мм, нижнее — 30 мм;
 - в) ни в коем случае нельзя подтирать текст или букву и на их место снова печатать правильные, не разрешается дорисовка букв чернилами и набивка буквы на букву.

Исправления делаются следующим образом: на отдельной странице печатается слово, часть слова, буква или цифра, а потом они наклеиваются на место ошибки.

8. Рисунки должны быть выполнены тушью или черными чернилами на белой бумаге или кальке, тоновые фотографии следует выполнять на глянцевой бумаге и ретушировать.

9. Рисунки включаются в текст или наклеиваются на отдельные листы и прилагаются в конце статьи (тоновые фотографии даются только в конце статьи).

10. Иностранную литературу можно вписать от руки черными чернилами или тушью.

11. Формулы должны быть вписаны в текст разборчиво, полностью от руки, черными чернилами или тушью.

12. К рукописи должны быть приложены:

- а) 3 экз. аннотации (объемом не более одной страницы), перед текстом аннотации необходимо привести библиографическое описание рукописи по следующему образцу (печатать с соблюдением полей):

Депонированная рукопись.

УДК...

Термодинамика окислов гафния. Иванов И. К. Ред. ж. «Известия СО АН СССР. Серия техн. наук», Новосибирск, 1983, 13 с. ил. ..., библиогр. 5 назв. (Рукопись деп. в ВИНТИ... №...). Внизу подпись авторов;

- б) реферат (3 экз.) для публикации на страницах журнала «Известия СО АН» объемом не более одной страницы. В верхнем левом углу указать индекс УДК, ниже название статьи, под ним фамилии и инициалы авторов, далее — текст, в нижнем левом углу — название организации (печатать через 2 интервала);
- в) 6 экз. библиографических карточек, из них три первых экз. (размером 12,5 × 7,5 см, напечатанные через 1,5—2 интервала);
- г) список литературы, оформленный по следующему образцу:

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов И. Н. ТВТ, 1982, т. 19, № 5, с. 156.
2. Соболев И. П. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972.

З. Петров К. М. Автореф. дис. на соискание уч. степени канд. техн. наук. М.: ИВТАИ, 1981.

Заказы на изготовление копий с депонированных статей должны быть подписаны руководителем учреждения и главным бухгалтером с обязательным указанием расчетного счета своего учреждения и направлены в отдел справочной информации ВИНТИ:

125219, Москва, А-219, Балтийская, 14, с указанием регистрационного номера статьи в ВИНТИ.

Перечисления производятся в Люберецкое отделение Госбанка Московской области, расчетный счет № 60803.

Заказы отдельных лиц выполняются после предварительной оплаты стоимости заказа почтовым переводом или наличными (140010, г. Люберцы, Московская область, Октябрьский пр., 403).

Стоимость изготовления копии страницы (1 экз.) — 5 коп., переплетно-брошюровочных работ (за 1 экз. в мягкой обложке) — 15 коп.

Адрианов В. Н. К анализу нестационарных электрофизических процессов в веществе.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

В классическом приближении проведен анализ процессов нестационарной электропроводности на основе статистического подхода. Учитывалось распределение частиц по скоростям и временам свободного движения (предшествующим рассматриваемому моменту), а также принимались в расчет зависимости длины и времени свободного пробега носителей заряда от их скорости. Получено более детальное и точное выражение закона Ома для нестационарных процессов. Были рассмотрены физические основы «гидродинамического» приближения, основанного на введении диссипативной силы, препятствующей движению частиц под воздействием поля.

Предпринятый анализ точности «гидродинамического» приближения (путем сопоставления его результатов с результатами статистического решения) показал, что в условиях периодически меняющейся напряженности поля наибольшая погрешность (по амплитуде тока свыше 13%) получается для кристаллических проводников. Для ионизованного газа погрешность «гидродинамического» приближения в тех же условиях существенно меньше и не превышает 2%. Рис. 5, библиогр. 6.

Даниэлян Ю. С., Аксенов Б. Г. Приближенное решение нелинейных задач диффузии с немонотонными коэффициентами.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

В статье приведен метод исследования нелинейных параболических задач с немонотонными зависимостями коэффициентов уравнений от неизвестной функции. Задача исследуется с помощью теорем сравнения и специального представления функций в коэффициентах. Получены оценки решения и проведены численные расчеты. Проведено сопоставление с известным точным решением одной нелинейной задачи для параболического уравнения с частными производными. Отмечено, что предложенную процедуру можно рассматривать как аналитический приближенный метод решения нелинейных уравнений диффузии с гарантированной точностью. Табл. 1, рис. 1, библиогр. 9.

Аксенов Б. Г., Даниэлян Ю. С., Рубцов Н. А. Приближенное решение задачи радиационно-кондуктивного теплообмена.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

В статье описывается метод приближенного решения задачи радиационно-кондуктивного теплообмена в приближении радиационной теплопроводности. С помощью теорем сравнения строятся оценки решения задачи сверху и снизу, далее приводится процедура последовательного уточнения оценок для получения необходимой точности. На каждом шаге решения известна абсолютная величина максимальной погрешности. Приводится пример расчета и даются рекомендации по применению описанного метода. Табл. 1, библиогр. 4.

Рубцов Н. А., Масягин В. Б., Шалай В. В., Шепелев Н. В., Емельянов А. А. О влиянии излучательных свойств металлических поверхностей, образующих малые зазоры, на теплообмен излучением.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

В статье рассматривается влияние излучательных свойств металлических поверхностей, образующих малые зазоры, на теплообмен излучением. Показано, что состояние поверхностей может как усиливать, так и ослаблять влияние малого расстояния. Табл. 2, рис. 6, библиогр. 3.

Гройсман А. Г., Никитина Л. М. Теплофизические свойства гидратов природного газа и насыщенного ими кварцевого песка.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приводятся методика и результаты исследования теплофизических свойств гидратов природного газа в диапазоне плотности 400–700 кг/м³, температуры 220–275 К и давления 1–10 МПа и кварцевого песка, насыщенного гидратами природного газа, в диапазоне влажности 5–20%. Проводится сравнение экспериментальных значений коэффициента теплопроводности и расчетных, полученных на основе теории обобщенной проводимости. Табл. 2, рис. 5, библиогр. 7.

Геллер В. М., Гаревский В. Н., Миняйло А. П., Панджакидзе Д. А., Трайнин Л. Я. Оптимизация нагрева неорганических диэлектриков в электромагнитных СВЧ-полях.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

В последние годы электромагнитные СВЧ-поля достаточно часто применяются для диэлектрического нагрева неорганических диэлектриков (в том числе строительных композитов) на основе использования механизма дипольной поляризации. Частотный признак используемого СВЧ-поля обычно подбирается из частотного условия максимальной тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$.

Показано, что при учете факторов производительности и качества может быть существенно понижена частота электромагнитного СВЧ-поля, что значительно упрощает и удешевляет источник СВЧ-энергии и управление термическим процессом. Рис. 3, библиогр. 12.

Смирнов Е. М., Юркин С. В. К расчету внутренних течений вращающейся жидкости с искривленными линиями тока относительного движения.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

В нелинейной постановке при использовании схемы разделения потока на ядро и слой Экмана рассматривается движение жидкости во вращающейся кольцевой области, вызываемое либо разницей в угловых скоростях вращения ограничивающих поверхностей, либо отличной от нуля окружной компонентой градиента давления. Рассчитаны характеристики возможного неавтономного класса решений для нелинейного слоя Экмана, которые проявляют совместное влияние кривизны линий тока и сдвига скорости во внешнем потоке, в частности, на величину объемного расхода, переносимого вторичным течением. Найденные характеристики слоя использованы в локальном приближении для замыкания задачи определения поля скорости в ядре потока. В качестве приложения метода учета кривизны линий тока изложено решение задачи о течении в криволинейном вращающемся канале. Результаты расчетов коэффициента сопротивления сопоставлены с известными экспериментальными данными и отмечено хорошее согласование в широком диапазоне изменения определяющих критериев. Рис. 5, библиогр. 12.

Довгаль А. В., Козлов В. В. Устойчивость отрывного течения в двугранном угле.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

Экспериментально исследована устойчивость течения, возникающего при отрыве дозвукового ламинарного потока в двугранном угле. Малые колебания в области отрыва возбуждались искусственно с помощью вибрирующей ленты. Изучены амплитудные и фазовые характеристики возбужденных колебаний, определен частотный диапазон неустойчивости течения. Рассмотрено влияние возмущений, развивающихся в области отрыва на структуру отрывного течения. Рис. 7, библиогр. 6.

Павлюченко А. М., Тютин А. А., Короблев А. В. Теплообмен на метеорокете типа «Облако» при наличии отрыва пограничного слоя.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

В летных условиях на головной части метеорокеты типа «Облако», оснащенной стандартной измерительной передающей системой и датчиками температуры, получены количественные данные по распределению температуры стенки в области отрыва пограничного слоя при $M_\infty < 2$; $Re_H < 2 \cdot 10^7$. Отрывная зона формируется перед ступенькой высотой $h = 6$ мм при толщине пограничного слоя $\delta < 5$ мм. Температуры стенки, выполненной из материала Д16-Т, измерены по длине в 5 точках с помощью полупроводниковых диодов типа КД-522, имеющих чувствительность 2,5 мВ/град, с точностью 0,5–1%. Обнаружен пик температуры стенки в зоне отрыва. Распределения температуры аппроксимированы полиномами Чебышева седьмой степени. Оценка значения тепловых потоков в отрывной области. Показано, что пограничный слой отрывается в ламинарном состоянии, а присоединение течения осуществляется в переходном режиме в отрывающемся пограничном слое, обуславливая наличие пика температуры. Рис. 17, библиогр. 35.

Куц С. М., Черепанов В. А., Фролов А. Д. Стенд для изучения термогидродинамики транспорта сжиженного природного газа.— Изв. СО АН СССР, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Описывается устройство экспериментального стенда для исследования гидродинамики и теплообмена при напорном установившемся в закрытом канале однофазной криогенной жидкости и двухфазной криогенной суспензии (шуги). На жидком азоте моделируются термогидродинамические процессы, происходящие при насосной перекачке сжиженного природного газа по трубопроводу. Рис. 3.

Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Методические вопросы испытания аэродинамических моделей с горением в высокоэнтульпийных установках кратковременного режима.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

Обсуждаются методические вопросы исследования силовых характеристик и параметров рабочего процесса на аэродинамических моделях с горением в импульсном режиме. Приводятся схемы подачи газообразных и жидких сред в модели, аэродинамических весов для измерения сил сопротивления и тяги моделей массой до 5–8 кг, датчика тепловых потоков. Рассматриваются особенности измерения расходов, сил, давлений и тепловых потоков в аэродинамических моделях с горением в экспериментальной импульсной трубе. Рис. 5, библиогр. 20.

Коваленко В. М., Бычков Н. М., Кисель Г. А., Диковская Н. Д. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана. Сообщение 2. Характеристики обтекания неподвижного цилиндра.— Изв. СО АН СССР, 1984, № 4. Сер. техн. наук, вып. 1.

Излагаются результаты измерений распределения давления и его пульсаций на поперечно обтекаемом круговом цилиндре, расположенном вблизи плоского экрана конечной длины. Опыты проведены при низкой турбулентности потока в диапазоне чисел Рейнольдса, включающем критические значения, эволюция передней критической точки отрыва пограничного слоя, зависящая от расстояния до экрана. Рассчитаны и определены точки отрыва при изменении расстояния до цилиндра, а также число Струтинского и других характерных зон при действующей на цилиндр, а также число Струтинского компоненты аэродинамической силы, действующей на цилиндре. Рис. 14, библиогр. 14.