

В 27

Министерство высшего и среднего специального образования УССР
ОДЕССКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени М. В. Ломоносова

На правах рукописи

ВЕЛИЧЕНКО Г. П.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИ-
ЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОТДАЧУ
ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ЦИЛИНДРА К
ИОНИЗИРОВАННОМУ ВОЗДУХУ

№ 274, теоретические основы теплотехники

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

ОДЕССА—1968

Министерство высшего и среднего специального образования СССР
ОДЕСКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени М. В. Ломоносова

На правах рукописи

ВЕЛИЧЕНКО Г. П.

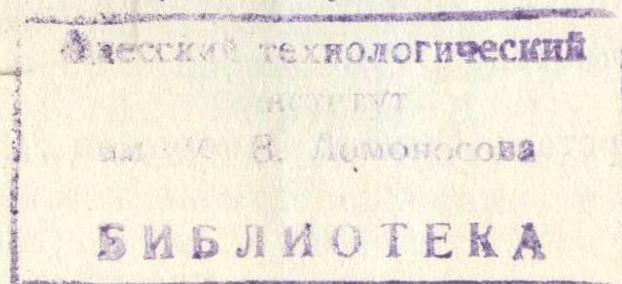
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛООТДАЧУ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ЦИЛИНДРА К ИОНИЗИРОВАННОМУ ВОЗДУХУ

№ 274, теоретические основы теплотехники

Перечислено 19 87 г.
Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

V СВ.001455



ОДЕССА—1968

ОНАХТ 04.07.11

Исследование влияния



V001455

Работа выполнена в отраслевой научно-исследовательской лаборатории интенсификации теплообмена Николаевского кораблестроительного института имени адмирала С. О. Макарова.

Научный руководитель:
член-корреспондент АН УССР
БУЗНИК В. М.

Официальные оппоненты:

доктор технических наук профессор
ГОРБИС З. Р.

кандидат технических наук доцент
ДБЯЧЕНКО Б. С.

Ведущее предприятие — институт прикладной физики
АН МССР

Автореферат разослан „_____“ _____ 196 г.

Защита состоится „_____“ _____ 196 г.

на заседании Совета Одесского технологического института
имени М. В. Ломоносова, ул. Свердлова, 112.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке ОТИ.

Ученый секретарь Совета: Запорожец Л. А.

Стремление исследователей к изысканию новых способов интенсификации тепло—и массообмена вызвано требованием повышения мощности и экономичности ядерных энергетических установок, паровых и газовых турбин, ускорения технологических процессов в химическом производстве, совершенствования теплообменников в различных отраслях народного хозяйства и т. п.

В некоторых случаях существенное влияние на интенсивность теплопереноса может оказать электроконвекция, возникающая в диэлектриках под действием электростатического поля. Последняя появляется либо в сильных неоднородных полях за счет неоднородности среды по диэлектрическим и полярным свойствам (диэлектрический эффект), либо за счет движения объемных зарядов под действием сил поля.

Воздействие электростатического поля на конвективный теплообмен изучено недостаточно. Наиболее широко были поставлены исследования теплоотдачи проводников с малыми радиусами кривизны, интенсификация теплоотдачи у поверхности которых обуславливается диэлектрическим эффектом. К этому направлению относятся работы, выполненные в институте прикладной физики Академии наук Молдавской ССР под руководством Бологи М. К., исследования Мотулевича В. П., Петрова Ю. Н. и Ерошенко В. М., Остроумова А. Г. и Остроумова Г. А., Кремнева О. А., Чавдарова А. С., и Кравец С. С., а также работы Сенфтлебена и Бюлтмана, Арьянса и Легвольда и др. Во всех указанных работах получен значительный эффект увеличения теплоотдачи.

Исследованиям гидродинамики диэлектриков в электростатическом поле посвящены работы Остроумова А. Г. и Остроумова Г. А., Чекмарева И. Б., Копылова Г. Н., Арабаджи В. Н., Гофманна Р., Штутцера О. и др. В этих работах изучалась электроконвекция, возникающая как за счет диэлектрического эффекта, так и за счет движения объемных зарядов. Однако, исследование влияния на интенсивность теплообмена электроконвекции, вызванной

движением объемных зарядов, находится в начальной стадии.

Интенсификацию теплоотдачи ионизированного воздуха наложением электростатического поля впервые исследовали Бергер и Штах, которые помещали экспериментальный кольцевой канал в ядерный реактор. При росте теплоотдачи на 20% сопротивление движению воздуха возросло лишь на 4—5%, а затраты мощности на интенсификацию теплообмена были малы из-за малых значений тока проводимости. Однако работы Бергера и Штаха не доведены до расчетных зависимостей и не позволяют сделать окончательное заключение о количественной оценке влияния поля на конвективный теплообмен частично ионизированного газа.

В данной работе выполнены теоретические и экспериментальные исследования влияния электростатического поля на теплоотдачу горизонтального цилиндра к частично ионизированному воздуху при свободном и смешанном движении последнего.

Актуальность такого исследования становится очевидной если учесть, что теплообмен ионизированного газа в электрических полях имеет место в электронных лампах; наложение электростатического поля позволяет увеличить мощность ядерного реактора, охлаждаемого воздухом, ионизированным радиоактивным распадом, а также представляет интерес как средство интенсификации теплообмена в аппаратах химической промышленности, применяющих озон в качестве окислителя.

I

В области, являющейся носителем зарядов, под действием приложенной разности потенциалов возникает направленное движение, приводящее к усиленной конвекции, а, следовательно, и к интенсификации теплообмена. В этом случае теплоотдача ионизированного газа будет зависеть не только от движения, вызываемого разностью плотностей теплоносителя и принудительной конвекцией, но и от параметров, характеризующих электростатическое поле. Поэтому задача о теплообмене в электростатическом поле ионизированного газа является сложной. Тем не менее можно обосновать некоторые упрощающие предположения, на основе которых возможно найти качественные и количественные соотношения для коэффициента теплоотдачи.

Для стационарного процесса система дифференциальных уравнений, описывающих конвективный теплообмен несжимаемой жидкости в отсутствии поля, когда влиянием инерционных членов и градиентом давления можно пренебречь, а физические параметры полагаются независимыми от температуры, может быть приближенно записана в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} 0 &= \bar{g} \rho \beta \vartheta + \mu \nabla^2 \bar{w} \\ \operatorname{div}(\bar{w}) &= 0 \\ \bar{w} \operatorname{grad} \vartheta &= a \nabla^2 \vartheta \\ \alpha &= -\frac{\lambda}{\vartheta_c} (\operatorname{grad} \vartheta)_{\text{пов.}} \end{aligned} \right\} (1)$$

При наложении электростатического поля на диэлектрик, являющийся носителем объемного заряда, в уравнение движения должны войти дополнительные члены, определяющие силы, которые действуют в электростатическом поле на диэлектрик и заряженные частицы, а именно:

$$1. \text{ Пондемоторная сила} \quad \bar{F} = \frac{\chi}{2} \operatorname{grad} E^2 \quad (2),$$

обусловленная наличием градиента напряженности и неоднородностью среды по диэлектрическим и полярным свойствам.

$$2. \text{ Электростатическая сила} \quad \bar{F}_2 = nze \bar{E} \quad (3),$$

действующая на заряд в поле.

Как показано в работах Капцова Н. А., Сенфтлебена, Кронига и Шварца первые силы имеют место только вблизи поверхности с малым радиусом кривизны в неоднородных полях. И поэтому, при исследовании процесса, протекающего у поверхности с большим радиусом кривизны (цилиндрический калориметр), могут не приниматься во внимание. Произведенный расчет для этих сил показал, что в рассматриваемом случае они исчезающе малы по сравнению с силами свободной конвекции. Таким образом, основную роль в возникновении электроконвекции играет электростатическая сила, действующая на объемный заряд в поле.

При малых значениях токов проводимости изменением температуры, связанным с джоулевым выделением тепла, можно пренебречь. Это подтверждается работами Балы-

гина И. Е. и последующими нашими экспериментами. Остальные дифференциальные уравнения никаких изменений не претерпевают и тогда, с учетом изложенного, система (1) запишется

$$\left. \begin{aligned} 0 &= \bar{g}\beta\vartheta + \mu\nabla^2\bar{w} + zne\bar{E} \\ \operatorname{div}(\bar{w}) &= 0 \\ \bar{w} \operatorname{grad} \vartheta &= a \nabla^2 \vartheta \\ \alpha &= -\frac{\lambda}{\vartheta_0} (\operatorname{grad} \vartheta)_{\text{пов.}} \end{aligned} \right\} (4)$$

Используя систему дифференциальных уравнений (4), после присоединения к ней условий однозначности, можно получить приближенное решение для теплоотдачи при свободном и вынужденном движении ионизированного газа в электростатическом поле. При этом приняты дополнительно следующие допущения:

1. Электростатическое поле и ионизация не влияют на физические параметры газа.
2. Электростатическое поле у поверхности цилиндра однородно, а направление силовых линий совпадает с направлением движения конвектирующей среды.
3. Переносом тепла теплопроводностью в направлении движения теплоносителя пренебрегается.
4. Ионы одновалентны и одного знака.

Принятая схема действия сил на элемент объема $dx dr 1$, выделенный в пограничном слое, приводится на рис. 1. С учетом этой схемы и допущений, принятых ранее, система уравнений (4) для плоской задачи в случае свободного движения запишется в виде:

$$\left. \begin{aligned} 0 &= F_1 \sin \Theta + F_2 \sin \Theta + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \right) & (a) \\ \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} &= 0 & (б) \\ w_x \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + w_y \frac{\partial \vartheta}{\partial y} &= a \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} \right) & (в) \\ \alpha &= -\frac{\lambda}{\vartheta_0} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial y} \right)_{y=0} & (г) \end{aligned} \right\} (5)$$

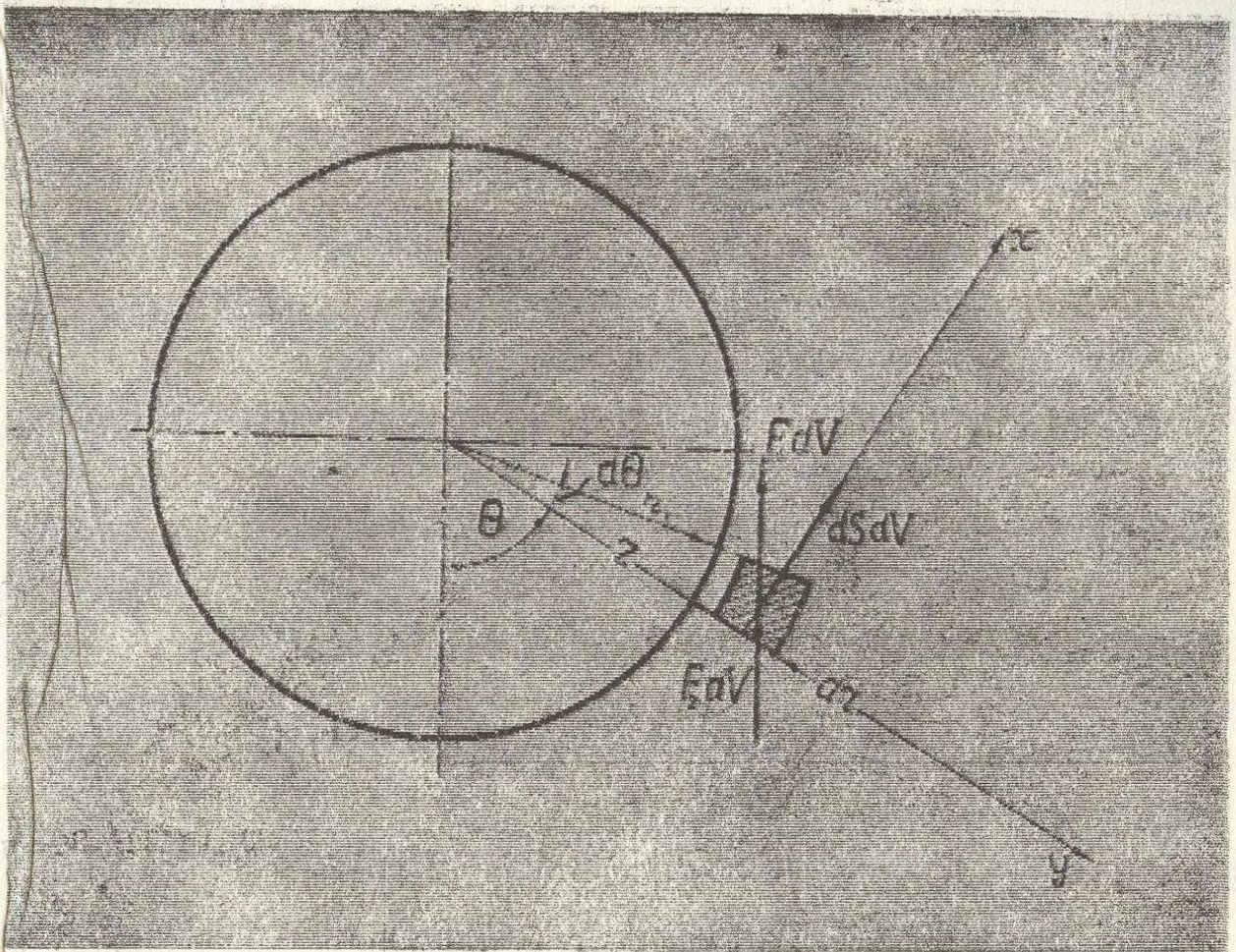


Рис. 1. Принятая схема действия сил на элемент объема. Здесь Θ —угол между вертикальной и осью y ; x и y —оси координат; F_1 —подъемная сила отнесенная к единице объема: $\overline{F_1} = \rho g \beta \vartheta$. F_2 —сила, действующая на объемный заряд в электростатическом поле: $\overline{F_2} = ne\overline{E_s}$; E_s —напряженность поля у поверхности калориметра.

Граничные условия для этой схемы запишутся следующим образом:

$$\begin{array}{lll}
 y = 0 & \varpi_x = 0 & \vartheta = \vartheta_c \\
 y = \delta & \varpi_x = 0 & \vartheta = 0.
 \end{array} \quad (6)$$

При линейном законе распределения температур

$$\vartheta = \vartheta_c \left(1 - \frac{y}{\delta} \right).$$

коэффициент теплоотдачи найдется из уравнения (5 г) как

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta}. \quad (7)$$

Толщина пограничного слоя зависит от скорости движения теплоносителя, которая в свою очередь определяется действующими на него силами.

Распределение скоростей находится из уравнения движения (5а) и после согласования с условиями однозначности будет иметь вид:

$$w_x = \delta^2 \left(\frac{F_1 + F_2}{\mu} \right) \sin \Theta \left[\left(\frac{y}{\delta} \right) - \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right].$$

При средней скорости

$$\bar{w}_x = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} w_x dy = \frac{F_1 + F_2}{6\mu} \sin \Theta \delta^2 \quad (8)$$

приращение расхода через сечение ($d\delta$) составит

$$dG = d(\rho \bar{w}_x \delta) = \rho \frac{F_1 + F_2}{2\mu} \sin \Theta \delta^2 d\delta. \quad (9)$$

С другой стороны, приращение расхода может быть найдено из равенства

$$dQ = \alpha \delta_c dx.1 = c_p \bar{\vartheta} dG. \quad (10)$$

Если поверхность горизонтальной трубы рассматривать состоящей из небольших плоских элементов с различным углом наклона Θ к горизонту, то совместное решение уравнений (9) и (10) позволяет определить местную толщину пограничного слоя в виде:

$$\delta = \sqrt[4]{\frac{8 \lambda \Theta \nu d}{c_p (F_1 + F_2) \sin \Theta}} \quad (11),$$

подстановка которой в уравнение (7) дает значение локального коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 c_p (F_1 + F_2) \sin \Theta}{8 \Theta \nu d}}.$$

Среднее значение коэффициента теплоотдачи определится как

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \alpha d\Theta = 0,485 \sqrt[4]{\frac{c_p \lambda^3}{d \mu} (F_1 + F_2)}.$$

Последнее уравнение, после раскрытия значений F_1 и F_2 и приведения к безразмерному виду, окончательно запишется:

$$\overline{Nu} = 0,485 \left(Gr + \frac{neE_s d^3}{\rho \nu^2} \right)^{0,25} Pr^{0,25} \quad (12)$$

Для случая, когда гравитационные силы соизмеримы с динамическими силами, определяющими вынужденное движение теплоносителя, система дифференциальных уравнений (5) будет справедлива и для смешанной конвекции при сохранении всех, ранее рассмотренных допущений. Изменяется только граничные условия, которые запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} y = 0 & \quad w_x = 0 & \quad \vartheta = \vartheta_c \\ y = \delta & \quad w_x = w_\infty & \quad \vartheta = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

В этом случае система (5) распадается на две самостоятельные задачи: гидродинамическую (5а) и тепловую (5б) и (5в).

Решение гидродинамической задачи сводится к интегрированию уравнения (5а), которое после согласования с граничными условиями (13), принимает вид:

$$w_x = w_\infty \left(\frac{y}{\delta} \right) + \frac{F_1 + F_2}{\mu} \sin \Theta \delta^2 \left[\left(\frac{y}{\delta} \right) - \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right] \quad (14)$$

При решении тепловой задачи уравнения (5б) и (5в) могут быть заменены равноценным интегральным соотношением Г. Н. Кружилина:

$$\frac{d}{d\Theta} \int_0^\delta w_x \vartheta_c \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) dy = \frac{ad}{2\delta} \quad (15)$$

Интегральное уравнение (15), после подстановки в него выражения для скорости из (14), дает следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d}{d\Theta} \left[\frac{1}{12} \frac{F_1 + F_2}{\mu} \delta^4 \sin \Theta + \frac{w_\infty \delta^2}{6} \right] - \frac{da}{2} = 0,$$

которое после некоторых преобразований приводится к безразмерному виду:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{6} \left(Gr + \frac{en E_s d^3}{\rho \nu^2} \right) Pr \sin \Theta \frac{d}{d\Theta} \left(\frac{\delta}{d} \right)^4 + \\
& + \frac{1}{6} \left(Gr + \frac{en E_s d^3}{\rho \nu^2} \right) Pr \cos \Theta \left(\frac{\delta}{d} \right)^4 + \\
& + \frac{1}{3} Re^2 Pr \frac{d}{d\Theta} \left(\frac{\delta}{d} \right)^2 - 1 = 0
\end{aligned} \quad (16)$$

После линеаризации уравнений (16) его решение имеет вид:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\delta}{d} \right)^4 &= \exp \left[- \int \frac{\cos \Theta}{\sin \Theta + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{Re^2 Pr}{Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2}} \right)} d\Theta \right] \times \\
& \times \int \frac{6 \exp \left[\int \frac{\cos \Theta}{\sin \Theta + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{Re^2 Pr}{Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2}} \right)} d\Theta \right]}{\left(Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2} \right) \left[\sin \Theta + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{Re^2 Pr}{Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2}} \right) Pr \right]} d\Theta + C
\end{aligned} \quad (17)$$

Вычисление интеграла, входящего в уравнение (17) дает:

$$\begin{aligned}
& \int \frac{\cos \Theta}{\sin \Theta + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{Re^2 Pr}{Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2}} \right)} d\Theta = \\
& = \ln \left[\sin \Theta + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{Re^2 Pr}{Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2}} \right) \right],
\end{aligned}$$

что после подстановки в уравнение (17) позволяет найти $\frac{\delta}{d}$ в виде:

$$\frac{\delta}{d} = \sqrt[4]{\frac{6\Theta}{\left[\sin \Theta + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{Re^2 Pr}{Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2}} \right) \right] \left(Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2} \right) Pr}} \quad (18)$$

При линейном характере распределения температур в пограничном слое

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta}$$

или в критериальном виде

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} = \frac{d}{\delta} \quad (19)$$

Тогда с учетом (18) локальное значение инварианта Нуссельта будет

$$Nu = \sqrt[4]{\frac{\left[\sin \Theta + \frac{2}{3\pi} \frac{Re^2 Pr}{\left(Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2} \right)} \right] \left(Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2} \right) Pr}{6\Theta}}$$

Среднее по периметру цилиндра значение критерия Нуссельта найдется из интеграла

$$\bar{Nu} = \int_0^{\pi} Nu d\Theta,$$

решение которого имеет вид:

$$\bar{Nu} = 0,56 \left(Gr + \frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2} + 0,35 Re^2 Pr \right)^{0,25} Pr^{0,25} \quad (20)$$

В уравнения (12) и (20) вошел безразмерный комплекс

$$\frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2}, \quad (21)$$

который характеризует дополнительное движение теплоносителя, вызываемое электроконвекцией. По своей структуре критерий (21) аналогичен критерию Грасгофа с заменой подъемной силы силой электростатического поля, действующей на заряд ne .

Экспериментальная проверка полученных теоретических решений была выполнена на специальных опытных установках. Так как отличие установок заключалось в рабочих участках, то подробно рассматривается установка для исследования теплоотдачи при свободной конвекции (рис. 2), а особенности второй установки будут рассмотрены ниже. Опыты проводились с горизонтальным цилиндром. Частичная ионизация воздуха создавалась за счет коронирования вспомогательного электрода 3, имевшего малый радиус кривизны и располагавшегося параллельно калориметру 2. В опытах использовалась отрицательная корона.

Рабочий участок 1 представлял собой параллелепипед сечением 370x370 мм и длиной 450 мм, изготовленный из оргстекла. Через отверстия в торцевых фланцах вводились штоки координатников 19, позволявшие изменять расположение электродов друг относительно друга и расстояние между ними.

Калориметры изготавливались из нержавеющей труб длиной 403 мм и закреплялись на растяжках в рабочем участке 1. Для измерения температуры поверхности в среднем сечении цилиндра заделаны равномерно 8 медь-константановых термопар и две термопары установлены в конце обогрева по длине калориметра для определения торцевых утечек тепла. Все термопары предварительно тарировались, а измерения ЭДС в опытах проводились потенциометром ППТН в блоке с зеркальным гальванометром ГЗП-47. Холодный спай помещался в условиях окружающей среды. Электрообогрев калориметра осуществлялся манганиновой грелкой, питаемой от генератора постоянного тока 11. В цепи питания грелки предусмотрены приборы для измерения потребляемой мощности и защита от тока короткого замыкания. Мощность регулируется реостатами 12 и 17. Высоковольтное напряжение с аппарата АКИ-50 (10) подавалось на проволочку, а калориметр заземлялся. Параметры высоковольтной цепи измерялись киловольтметром 9 типа С-96, микроамперметром 16 и гальванометром 4 типа М 195/г.

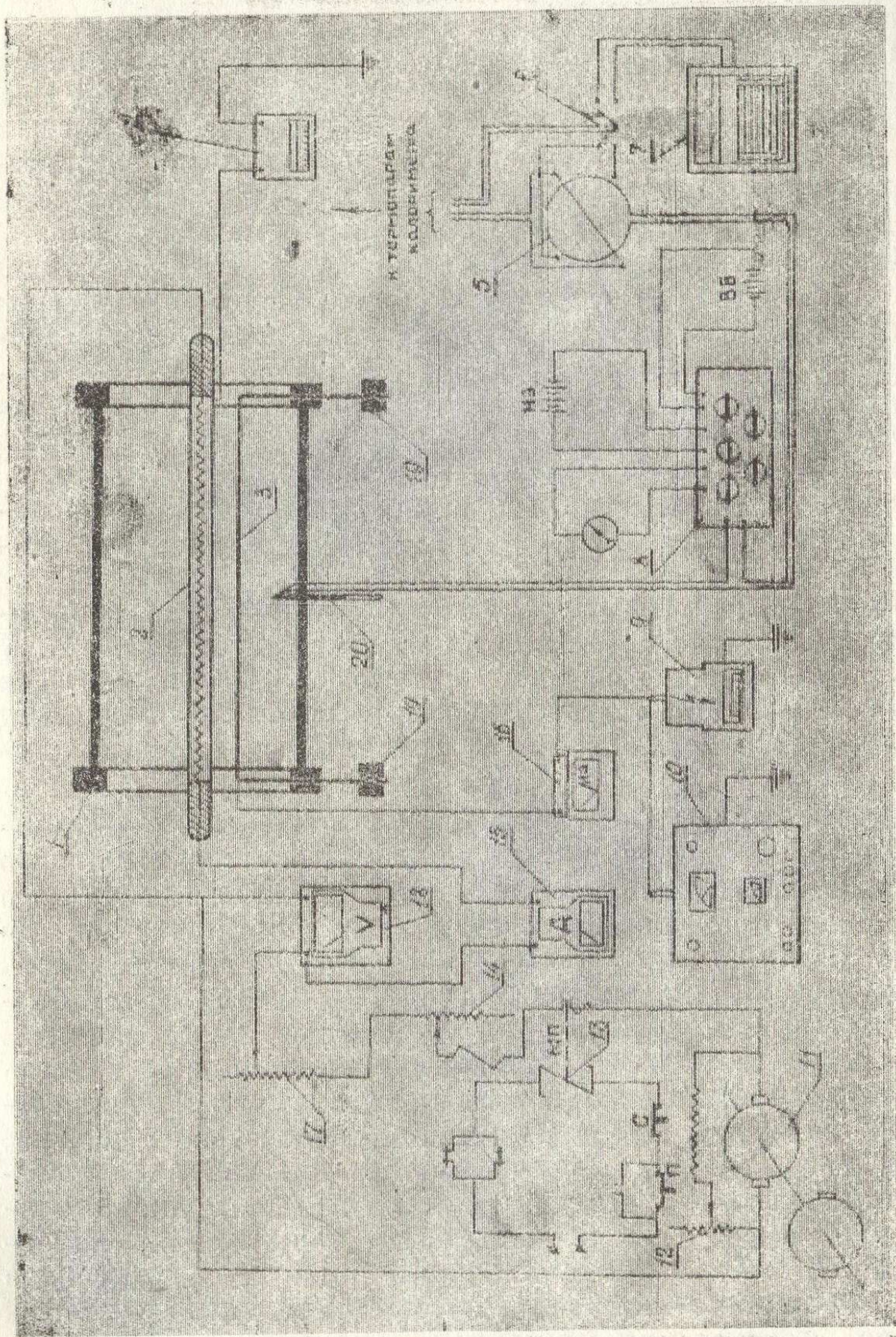


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования теплоотдачи частично ионизированного воздуха в электростатическом поле в условиях свободного движения.

Все опыты производились при установившемся тепловом режиме, который определялся по показаниям потенциометра ЭПП-09М.

Отличие экспериментальной установки для исследования теплоотдачи частично ионизированного воздуха при смешанной конвекции от рассмотренной ранее, состояло в том, что калориметр помещался в вытяжной аэродинамической трубе, имевшей плавный вход. Вынужденная конвекция создавалась вентилятором.

Эксперименты проводились с двумя калориметрами диаметром 18 и 38 мм, тремя коронирующими проводами (0,1 мм; 0,2 мм и 0,45 мм) и при шести различных расстояниях между электродами (15, 20, 30, 40, 50 и 80 мм). Разность потенциалов менялась от начала коронирования до пробоя. Общий диапазон исследований по изменению разности потенциалов лежал в пределах от 0 до 25 кв.

Выполненная оценка погрешности эксперимента показала, что максимальная погрешность в опытах не превышала $\pm 6\%$.

Перед проведением основных опытов экспериментально исследовалась теплоотдача цилиндров к воздуху при свободной и смешанной конвекции. Опыты ставили своей целью проверить надежность работы калориметра и сравнивались с известными уравнениями для этих случаев.

На рис. 3. представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи частично ионизированного воздуха в электростатическом поле в условиях свободного движения. В качестве параметра принят комплекс Gr . До начала коронирования поле не влияет на интенсивность теплообмена, затем теплоотдача определяется как свободным движением, так и электроконвекцией, и, наконец, при определенном соотношении между свободной конвекцией и электроконвекцией теплоотдача зависит от приложенной разности потенциалов. Как показывает график, наложением электростатического поля на частично ионизированный воздух можно значительно интенсифицировать теплообмен. При этом затраты мощности на интенсификацию из-за малых значений тока проводимости в сотни раз меньше мощности, необходимой для получения того же эффекта при свободной конвекции за счет увеличения мощности грелки калориметра.

Исследования по теплоотдаче частично ионизированного воздуха в поле при смешанной конвекции были вы-

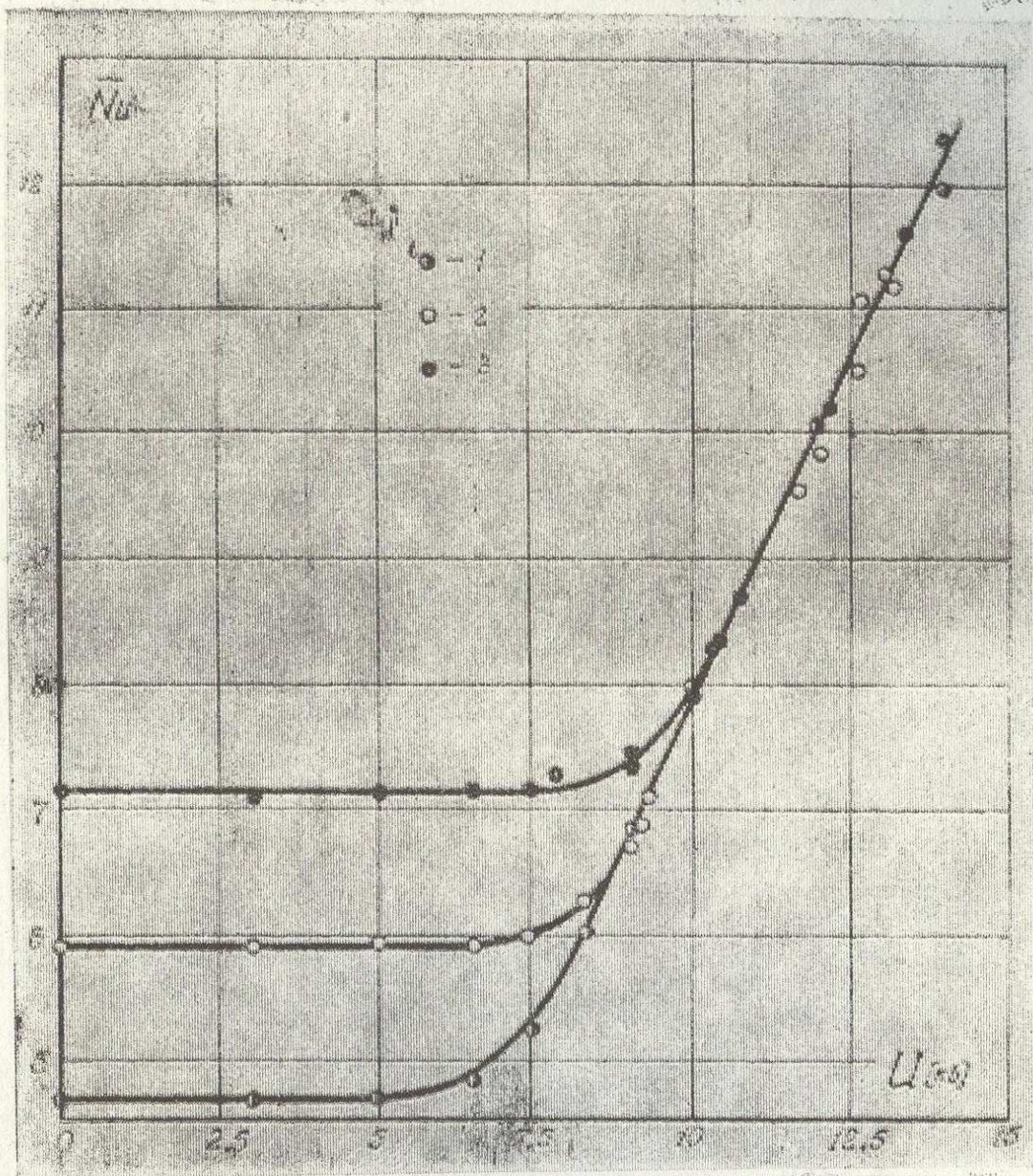


Рис. 3. Влияние приложенной разности потенциалов на интенсивность теплоотдачи ионизированного воздуха в электростатическом поле. 1 — $Gr = 0,9 \cdot 10^4$; 2 — $Gr = 2,6 \cdot 10^4$; 3 — $Gr = 5,6 \cdot 10^4$.

полнены в диапазоне изменения чисел Рейнольдса в интервале от $2,17 \cdot 10^2$ до $2,24 \cdot 10^3$ и изменения чисел Грасгофа от $2,72 \cdot 10^4$ до $8,25 \cdot 10^4$.

Как показали Бузник В. М. и Везломцев К. А., при условии, когда скорости вынужденного движения и свободной конвекции соизмеримы друг с другом, то есть, когда соизмеримы Gr и Re^2 , свободное движение может оказывать значительное влияние на теплообмен, а расчетные выражения формально ничем не отличаются от известных уравнений для поперечного обтекания цилиндра вынужденным потоком. Однако, значение критерия

Рейнольдса Re_s , входящее в критериальное уравнение, должно быть при этом определено из соотношения

$$Re_s^2 = Gr + Re^2,$$

где Re — значение критерия Рейнольдса, вычисленное по скорости набегающего потока.

На основании выше изложенного теоретические и опытные данные сравниваются с уравнением

$$\overline{Nu} = 0,437 (Gr + Re^2)^{0,25}, \quad (22)$$

справедливым для вынужденной конвекции воздуха без поля при значениях Re до $1 \cdot 10^3$. Сравнение уравнения

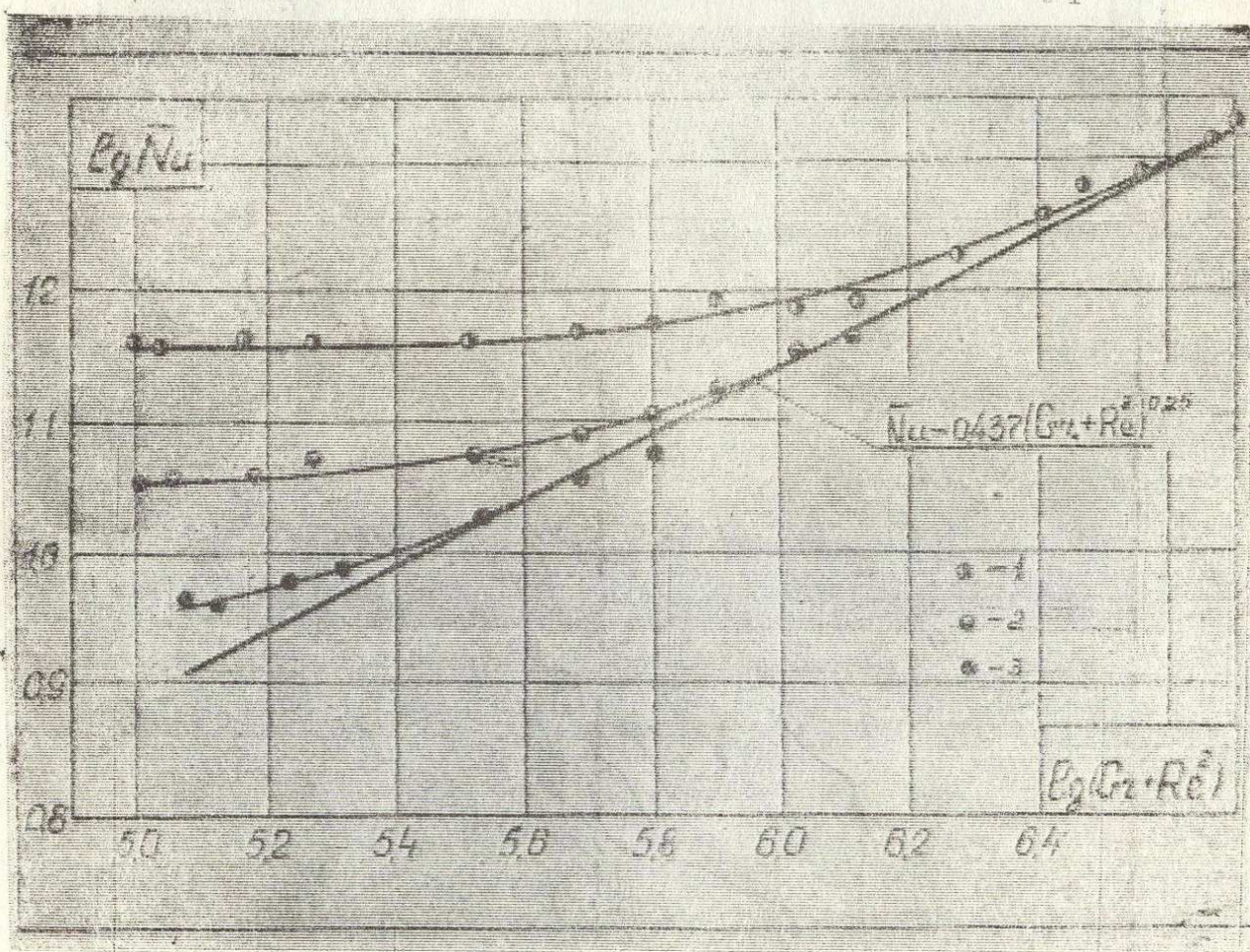


Рис. 4. Зависимость между $\lg \overline{Nu}$ и $\lg (Gr + Re^2)$ при различных значениях приложенной разности потенциалов.

1 — $U=10$ кВ, 2 — $U=8$ кВ; 3 — $U=7$ кВ.

(22) с экспериментальными данными по теплоотдаче в электростатическом поле представлено на рис. 4 в координатах $\lg \overline{Nu} - \lg (Gr + Re^2)$. Параметром является разность потенциалов. Здесь, также как и при свободной конвекции, различаются три области:

1. Область, где теплообмен определяется только электроконвекцией ионизированного воздуха в поле.

2. Область, в которой теплообмен зависит как от электроконвекции, так и от интенсивности свободного и вынужденного движений.

3. Область, где электроконвекция ионизированного воздуха не влияет на теплоотдачу.

В соответствии с результатами теоретического исследования производилась обработка полученных экспериментальных данных по теплоотдаче цилиндра к ионизированному воздуху в электростатическом поле. Так как в критерий (21), характеризующий электроконвекцию ионизированного газа в электростатическом поле, входит число ионов в единице объема и напряженность поля у поверхности калориметра, которые трудно определимы в процессе эксперимента, то критерий (21) при известном значении величины плотности тока проводимости

$$j = \frac{I}{ld} = nek E_s$$

приводился к виду

$$\frac{ne E_s d^3}{\rho \nu^2} = \frac{I d^2}{lk \rho \nu^2}. \quad (23)$$

С учетом соотношения (23), а также того, что рассматривается теплоотдача воздуха, для которого значение критерия Прандтля можно принять постоянным и равным 0,7, теоретические уравнения (12) и (20) переищутся в виде:

$$\overline{Nu} = 0,45 \left(Gr + \frac{I d^2}{lk \rho \nu^2} \right)^{0,25}. \quad (24)$$

$$\overline{Nu} = 0,51 \left(Gr + \frac{I d^2}{lk \rho \nu^2} + 0,25 Re^2 \right)^{0,25}. \quad (25)$$

С целью проверки и уточнения уравнений (24) и (25) при обобщении экспериментальных данных отыскивались зависимости вида:

а) при свободной конвекции

$$\overline{Nu} = C \left(Gr + \frac{I d^2}{lk \rho \nu^2} \right)^n; \quad (26)$$

~~е.в. 1455~~ V001455

б) для вынужденной конвекции

$$\bar{Nu} = C \left(Gr + \frac{Id^2}{l k \nu^2} + Re^2 \right)^n \quad (27)$$

В качестве определяющей температуры для свободной конвекции принималась температура окружающей среды, а при смешанной конвекции — температура набегающего потока.

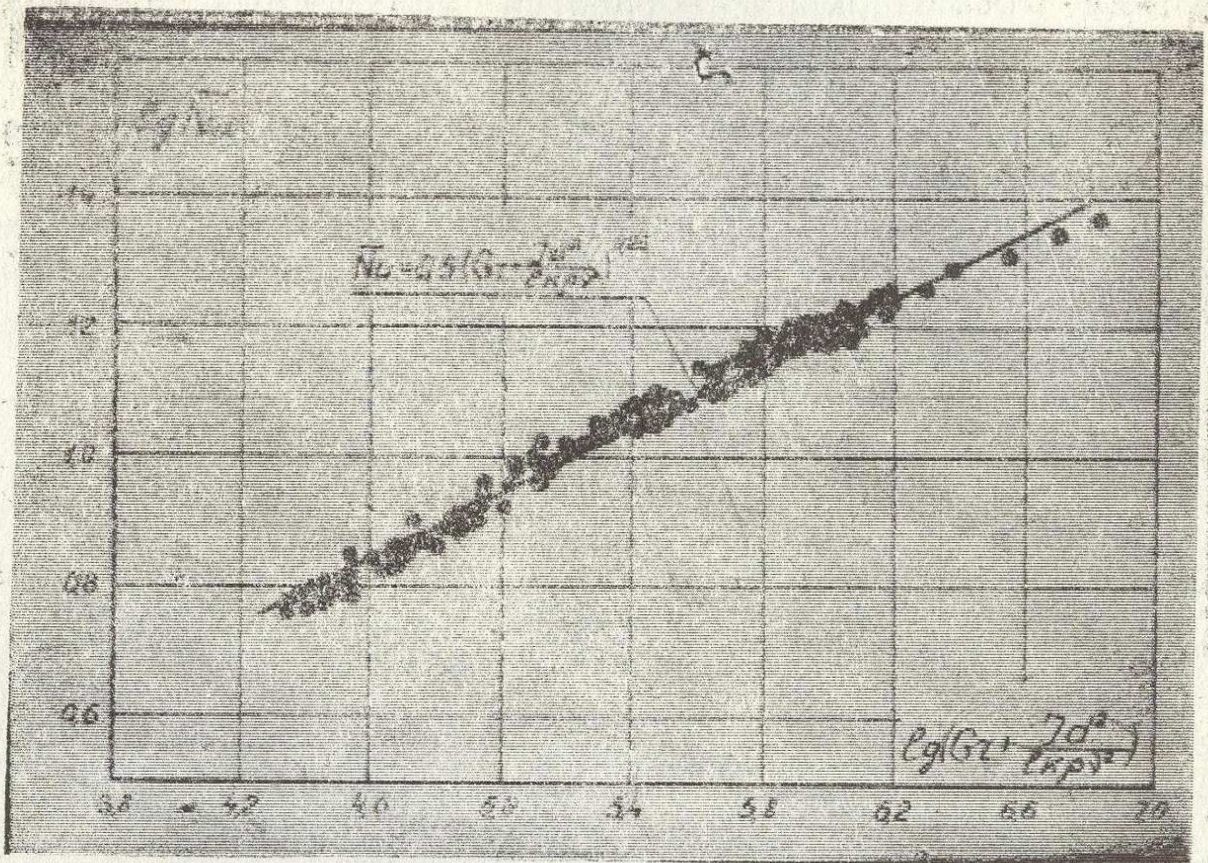


Рис. 5. Обобщенный график по теплоотдаче частично ионизированного воздуха в электростатическом поле при свободной конвекции.

На рис. 5 и 6 в координатах, соответствующих зависимостям (26) и (27), представлены данные по теплоотдаче горизонтальных цилиндров к частично ионизированному воздуху в электростатическом поле при свободной и смешанной конвекции.

Методом наименьших квадратов получены зависимости:

а) для свободной конвекции

$$\bar{Nu} = 0,5 \left(Gr + \frac{Id^2}{l k \nu^2} \right)^{0,25} \quad (28)$$

б) для вынужденной конвекции

$$\overline{Nu} = 0,413 \left(Gr + \frac{Id^2}{1k\sigma v^2} + Re^2 \right)^{0,25} \quad (29)$$

Максимальное отклонение экспериментальных данных от уравнений (28) и (29) не превышает $\pm 10\%$.



Рис. 6. Обобщенный график по теплоотдаче частично ионизированного воздуха при смешанной конвекции в электростатическом поле.

Сравнение уравнений (28) и (29) с уравнениями (24) и (25) показывает, что расхождение между теоретическими решениями и экспериментом не превышает **25%** в исследованном интервале определяющих критериев.

ВЫВОДЫ И РЕКОМЕНДАЦИИ

1. Электростатическое поле может оказать существенное влияние на интенсивность теплоотдачи ионизированного газа. Возникающая в этом случае электроконвекция заряженных частиц приводит к интенсификации теплообмена, которая растет с увеличением степени ионизации газа и приложенной разности потенциалов.

2. Влияние электростатического поля на теплоотдачу ионизированного газа может быть учтено введением в критериальное уравнение безразмерного комплекса $\frac{Id^2}{lk\varrho\nu^2}$.

3. Выполнены приближенные теоретические решения задачи о теплообмене ионизированного газа в электростатическом поле при свободной и смешанной конвекции. Полученные теоретические зависимости проверялись опытным путем на специальных экспериментальных установках.

4. Для расчета теплоотдачи частично ионизированного воздуха в электростатическом поле при свободной конвекции может быть рекомендовано уравнение $\bar{Nu} = 0.5 \left(Gr + \frac{Id^2}{lk\varrho\nu^2} \right)^{0.25}$, справедливое в интервале изменения чисел Грасгофа от $5 \cdot 10^3$ до $1 \cdot 10^6$ и критерия, характеризующего электроконвекцию, в интервале от $3 \cdot 10^3$ до $6,6 \cdot 10^4$. Сравнение уравнения $\bar{Nu} = 0.45 \left(Gr + \frac{Id^2}{lk\varrho\nu^2} \right)^{0.25}$, полученного при теоретическом решении, с экспериментальной зависимостью $\bar{Nu} = 0,5 \left(Gr + \frac{Id^2}{lk\varrho\nu^2} \right)^{0.25}$ показывает, что оба уравнения совпадают с точностью до постоянного коэффициента. Расхождение между ними составляет 10%.

5. Для расчета теплоотдачи частично ионизированного воздуха в электростатическом поле при смешанной конвекции может быть рекомендована зависимость $\bar{Nu} = 0.413 \left(Gr + \frac{Id^2}{lk\varrho\nu^2} + Re^2 \right)^{0.25}$, проверенная экспериментально в интервале изменения комплекса $(Gr + Re^2)$ от $9 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^6$ и критерия $\frac{Id^2}{lk\varrho\nu^2}$ от $5,5 \cdot 10^4$ до $1,6 \cdot 10^6$. Расхождение экспериментального уравнения с зависимостью, полученной теоретически, не превышает **25%** в исследованном интервале изменения определяющих критериев.

6. В результате экспериментального исследования установлены три характерные области:

а) область, где теплоотдача зависит только от электроконвекции. Для нее справедливо соотношение:

$$\frac{Gr + Re^2}{Id^2} < 0,25;$$
$$\frac{Gr + Re^2}{l k \nu^2}$$

б) область в которой теплообмен определяется как электроконвекцией, так и свободным и вынужденным движением теплоносителя. Ей соответствует неравенство:

$$0,25 < \frac{Gr + Re^2}{Id^2} < 4,5,$$
$$\frac{Gr + Re^2}{l k \nu^2}$$

в) область, в которой теплоотдача не зависит от электроконвекции. Она определяется соотношением:

$$\frac{Gr + Re^2}{Id^2} > 4,5$$
$$\frac{Gr + Re^2}{l k \nu^2}$$

Эти зависимости справедливы также и для свободной конвекции, то есть при значениях $Re = 0$.

Таким образом только для двух первых областей имеет смысл накладывать электростатическое поле, чтобы интенсифицировать теплоотдачу ионизированного газа.

6. Результаты работы могут быть использованы при расчете теплоотдачи в электронных лампах, применены для интенсификации теплообмена в аппаратах химической промышленности и ядерных реакторах, охлаждаемые ионизированным радиоактивным распадом, воздухом.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ:

- g — земное ускорение;
 - ρ — плотность теплоносителя;
 - β — коэффициент объемного расширения;
 - μ — коэффициент динамической вязкости;
 - ν — коэффициент кинематической вязкости;
 - ϑ — избыточная температура;
 - ϑ_c — температурный напор стенка — окружающая среда
 - w_∞ — скорость набегающего потока;
 - α — коэффициент температуропроводности;
 - α — коэффициент теплоотдачи;
 - λ — коэффициент теплопроводности;
 - χ — коэффициент поляризации диэлектриков;
 - E — напряженность поля;
 - z — валентность ионов;
 - n — число ионов в единице объема;
 - e — заряд электрона;
 - I — ток проводимости;
 - d — диаметр калориметра;
 - l — длина калориметра;
 - k — коэффициент подвижности ионов;
-

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ ОПУБЛИКОВАНО В СТАТЬЯХ

1. Бузник В. М., Величенко Г. П. „Свободная конвекция частично ионизированного воздуха в электростатическом поле“. Электронная обработка материалов. Институт прикладной физики АН МССР, № 6, 1957.

2. Бузник В. М., Величенко Г. П. „Теплоотача при вынужденной конвекции в электростатическом поле“. Электронная обработка материалов. Институт прикладной физики АН МССР, № 1, 1968.

РАБОТА ДОКЛАДЫВАЛАСЬ:

1. На научно-технической конференции профессорско-преподавательского состава ИКИ в 1966 г. и в 1967 г.

2. На Всесоюзном совещании по электронной обработке материалов, г. Кишинева, 1967 г.

